

УДК 539.12.04+621.378.325
ББК 22.38
Н 62

*Рекомендовано до друку вченою радою Тернопільського національного
технічного університету імені Івана Пулюя
Протокол №4 від 22 квітня 2014 року*

Рецензенти:
Л.Ф. Головка, докт. тех. наук., проф.
Н.І. Кускова, докт. тех. наук., проф.

Іл. 64 Табл. 10 Бібліогр. 284 назв

Н62 Нікіфоров Ю.М. Лазерна ударно-хвильова дія на матеріали :
монографія. Нікіфоров Ю.М., Ковалюк Б.П. – Тернопіль : Вид-во ТНТУ імені
Івана Пулюя, 2015. – 272с.

ISBN 978-966-305-066-9

Монографія присвячена фізико-технічним та фізико-технологічним питанням лазерного ударно-хвильового впливу на матеріали. Викладені апробовані авторами способи дослідження лазерної ударно-хвильової дії на матеріали, дефектоутворення та модифікацію їх властивостей за допомогою лазерних ударних хвиль малої амплитуди. Розглянуто можливості застосування лазерних ударних хвиль в нанотехнологіях.

Монографія призначена для науковців і фахівців з фізики твердого тіла та матеріалознавства, викладачів, аспірантів і студентів технічних вищих навчальних закладів.

УДК 539.12.04+621.378.325
ББК 22.38

© Нікіфоров Ю.М., Ковалюк Б.П, 2015
© Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя, 2015

ISBN 978-966-305-066-9

ВСТУП

Той факт, що лазерна техніка розвивається дуже швидко й охоплює все ширше коло застосувань як один із фізико-технічних методів обробки матеріалів, не викликає сумнівів. У першу чергу, це бачимо із темпів зростання продажів лазерної техніки, які за даними журналу *Laser Focus* складали, починаючи з 1970 й до 2013 рр., у середньому 18,4% в рік, що є рекордом для техніки взагалі.

Основу для розширення діапазону застосувань лазерів спеціалістами різних галузей, в першу чергу, складають знання про фізичні процеси, викликані дією лазерного випромінювання, та можливості лазерних установок. У даній роботі йдеться про вплив потужного лазерного випромінювання, що супроводжується генерацією ударних хвиль, зокрема про ударні хвилі малої амплітуди, спрямовані на модифікацію властивостей матеріалів, а не на їх руйнування.

Встановлення ефекту отримання матеріалом мішені імпульсу віддачі при її опроміненні лазером та формулювання критерію можливого виникнення при цьому ударної хвилі, генерованої в матеріалі лазерним опромінюванням, є важливим результатом. Це спонукало до інтенсивного вивчення впливу лазерних ударних хвиль на матеріали з метою їх використання для керованої зміни та модифікації властивостей оброблюваних матеріалів.

Теплова лазерна дія є добре вивченою, детально описана в науковій літературі, різноманітні застосування її добре відомі в інженерній практиці. Ударно-хвильовий фактор лазерної дії останнім часом стає популярнішим у технічно розвинених країнах. Про це свідчить значна кількість публікацій в журналах, матеріалах конференцій і т.д., присвячених лазерним ударним хвилям.

Однією з центральних проблем фізики твердого тіла вже впродовж багатьох десятиліть залишається проблема дефектоутворення та впливу дефектів на фізико-хімічні властивості матеріалів. Особливо актуальною вона є для фізики металів і сплавів, тому що з нею пов'язані фазові перетворення, корозійна стійкість, критична температура надпровідності, механічні властивості матеріалів. Важливою ця проблема є також і для фізики напівпровідників: структурні дефекти, поряд з домішками, значною мірою впливають на електрофізичні властивості монокристалічних та більш складніших напівпровідникових структур.

Керування дефектністю структури матеріалів за допомогою різноманітних видів термомеханічного впливу, в тому числі різних типів концентрованих потоків енергії, включаючи лазерне випромінювання, є одним із основних напрямків покращення властивостей матеріалів.

Останнім часом знову набуло розвитку вивчення генерації дефектів структури в речовині при дії коротких імпульсів лазерного випромінювання. Інтенсивність потоків енергії в таких експериментах зазвичай не перевищує 10^9 Вт/см², щоб за час у кілька десятків наносекунд не викликати помітних

термічних ефектів на глибині, більшій ніж $\sqrt{a\tau}$, де a – коефіцієнт температуропровідності. За таких режимів опромінення біля поверхні матеріалу утворюється ударна хвиля, поширення фронту якої викликає зміну властивостей матеріалу.

Можливості широкого використання лазерної техніки для ударної обробки матеріалів зумовлені й такими специфічними властивостями лазерного випромінювання, як монохроматичність, здатність формувати пучки з високою густиною світлового потоку, дію яких можна легко локалізувати на оброблюваній поверхні.

Точність, технологічність та безпека лазерної ударно-хвильової обробки є вищими в порівнянні з методами, в яких для цього використовують вибухові речовини. Це стимулює дослідників визначати критерії та межі використання імпульсного лазерного випромінювання для цілеспрямованої зміни властивостей оброблюваного матеріалу шляхом покращення поверхні, відпапу та генерації дефектів, перерозподілу домішок, стимуляції хімічних реакцій та фазових переходів.

До найважливіших робіт в області фізики ударних хвиль та їх впливу на матеріали слід віднести, в першу чергу, фундаментальні роботи С.І. Анісімова, Я.Б. Зельдовича, С.А. Ахманова, В.Є. Фортова, Л.І. Іванова, В.О. Янушкевича, Н. Андерхольма, Дж. Фокса, Б.Фееренда та А.Клера.

Різні лабораторії та фірми намагаються застосовувати лазерні ударні хвилі при обробці матеріалів. Вони використовують різні лазери й умови обробки, що включає широкий спектр довжин хвиль, тривалостей імпульсів, енергій випромінювання, густин потоку. Причому спостерігається значне зростання швидкості обробки поверхонь матеріалів від 0,3 до 1 м² за годину. При цьому тиск лазерної ударної хвилі, який у більшості випадків служить як критичний параметр лазерної ударно-хвильової обробки, оптимізується як функція умов обробки.

Сукупність явищ у матеріалах, які піддаються впливу лазерного випромінювання, що супроводжуються генерацією ударних хвиль, вивчено ще недостатньо, не зважаючи на велику кількість публікацій з окремих питань. Для розвитку лазерної ударно-хвильової технології актуальним є створення повнішої теорії фізики впливу лазерної ударної хвилі на дефектоутворення та електронні властивості матеріалів.

На даний момент кількість праць, присвячених даній тематиці, є незначною. В країнах СНД лише одна монографія присвячена модифікації матеріалів лазерними та іонними пучками, де частково висвітлені питання даного напрямку. Мова йде про пошкодження напівпровідників германію та кремнію лазерною ударною хвилею, пов'язані з утворенням підвищеної концентрації точкових дефектів. Вважаємо, що назріла необхідність дати послідовний систематизований виклад результатів досліджень, присвячених лазерним ударним хвилям малої амплітуди, виходячи із власних наукових інтересів авторів.

У монографії розглянуто загальні питання фізико-технічних основ лазерного ударно-хвильового впливу, дефектоутворення та електронні властивості матеріалів на основі заліза та кремнію, опромінених лазером у режимі генерації ударних хвиль. Крім того, наведено результати модифікації властивостей конструкційних матеріалів лазерними ударними хвилями з використанням різних методик опромінення та вибрані питання застосування лазерних ударних хвиль у нанотехнологіях.

Показано, що лазерні ударні хвилі малої амплітуди можуть покращувати не тільки поверхні, а й границі розділення матеріалів, зменшуючи часто характерну для них нерівноважність стану. Викладені в монографії питання, присвячені можливому використанню лазерних ударних хвиль у нанотехнологіях, свідчать про перспективність даного напрямку з огляду на їх переваги над іншими способами отримання ударних хвиль.

* * *

Матеріал монографії значною мірою базується на результатах досліджень дії лазерних ударних хвиль малої амплітуди на матеріали, що виконувалися в лабораторії лазерного впливу Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя, а також спільних дослідженнях із професором Ніщенком М.М., якому висловлюємо глибоку вдячність за співробітництво. Вважаємо своїм приємним обов'язком подякувати професору В.О. Янушкевичу за багаточисельні багаторічні корисні консультації й поради, підтримку й увагу, яку ми відчували весь час, починаючи з моменту створення лабораторії у 1981 році. Ми також вдячні рецензентам монографії професору Л.Ф. Головку, професору Н.І. Кусковій та колективу кафедри фізики ТНТУ ім. І. Пулюя за увагу до нашої роботи, цінні вказівки й доброзичливість. Важливу роль у появі монографії відіграв зав. кафедрою фізики ТНТУ доцент Ю.Л. Скоренький, який не тільки активно підтримував написання цієї монографії, але, прочитавши її в рукописі, глибоко вникаючи в деталі, зробив ряд цінних зауважень та взяв активну участь в обговоренні й виправленні помічених недоліків. Дякуємо за допомогу при оформленні монографії І.С. Парій, співробітниці кафедри фізики ТНТУ ім. І. Пулюя.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ ОСНОВИ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ХВИЛЬОВОГО ВПЛИВУ

1.1. МЕХАНІЗМ УТВОРЕННЯ ТА КЛАСИФІКАЦІЯ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ

Під ударною хвилею розуміють тонку перехідну область, в якій відбувається різке збільшення густини, тиску та швидкості речовини (стрибок ущільнення), що поширюється із надзвуковою швидкістю [1, 2]. Ударні хвилі можуть виникати при вибухах, русі тіл з надзвуковими швидкостями, потужних електричних розрядах, лазерному випромінюванні та інших випадках. Сучасний стан технології, побудованої на використанні нелазерних методів ударно-хвильової обробки, наведено в оглядовій статті [3].

До сучасних видів впливу на матеріали, що супроводжуються виникненням ударних хвиль відносяться також потоки заряджених частинок – електронів та іонів. Ударні хвилі при цьому створюються за допомогою прискорювачів сильнотрумних електронних пучків або імпульсних пучків іонів. На відміну від традиційних способів ударно-хвильового впливу, крім теплового і механічного, їх дія супроводжується радіаційним впливом. Слід відзначити, що потужності пучків сягають величин $10^7 - 10^{10}$ Вт/см². Це відповідає потужностям лазерних установок, які працюють у режимі модульованої добротності.

Ударну хвилю, що виникає в матеріалі при дії на нього лазерного випромінювання потужністю $10^8 - 10^{10}$ Вт/см², відповідно до класифікації ударних хвиль, наведеної в [1], називають лазерною ударною хвилею малої амплітуди. Під нею розуміють, у першу чергу, різке стрибкоподібне збільшення тиску в опромінюваному матеріалі, який поширюється в ньому із надзвуковою швидкістю та є стійким відносно малих збурень свого профілю [4].

Лазерні ударні хвилі малої амплітуди (слабкі ударні хвилі) – це хвилі, амплітуда яких лежить у межах 0,5 – 10 ГПа. Вони утворюються, як правило, під дією лазерів субмікросекундної та більш коротких тривалостей.

Ударні хвилі, що генеруються лазерним випромінюванням, значно відрізняються за своїми параметрами від ударних хвиль, які збуджуються в твердому тілі за допомогою вибухових речовин або високошвидкісного удару. Тривалість фази стиску при лазерному навантаженні на 3 порядки менша, ніж при класичних способах отримання ударної хвилі.

Часто в твердій або рідкій речовині ударні хвилі амплітудою навіть вище 10 ГПа вважаються слабкими. Такі хвилі мало відрізняються від акустичних і поширюються зі швидкістю, близькою до звукової. Вони стискають речовину на кілька відсотків і надають їй швидкості за фронтом хвилі в десятки разів меншу за швидкість самого фронту.

Лазерні ударні хвилі малої амплітуди підпорядковуються загальним закономірностям, відомим із фізики ударних хвиль конденсованого стану. Для

кращого розуміння особливостей впливу на тверді тіла ударних хвиль малої амплітуди, генерованих лазером, наведемо найважливіші, на нашу думку, відомості про ударні хвилі та зв'язок між макро- і мікропараметрами, що описують стан речовини.

1. Значення параметрів ударної хвилі: тиску P , питомого об'єму V (його величина обернена до густини речовини ρ), питомої енергії перед і за фронтом, визначаються із законів збереження маси, імпульсу та енергії. Найчастіше їх записують у вигляді

$$\frac{V}{V_0} = \frac{D-U}{D}; \quad 1.1$$

$$E - E_0 = 0,5(P + P_0)(V_0 - V). \quad 1.2$$

Тут індексом 0 позначено параметри речовини перед фронтом ударної хвилі. Швидкість ударної хвилі позначено D , а масову швидкість ударного розриву – U .

2. Сукупність станів, що виникають при стисканні речовини ударними хвилями, описується кривою ударного стиску – в координатах P - V (адіабата Гюгонію) і будується на основі експериментів. Експериментальне вимірювання величин швидкостей D та U еквівалентне прямому визначенню тисків та відповідних питомих об'ємів. Удосконалення експериментальної техніки дозволило не тільки визначати швидкість хвилі та масову швидкість, але й досліджувати деталі структури як хвиль стиску, так і розрідження та їх еволюції. Для цього служать лазерні доплерівські вимірювачі швидкості з субнаносекундною часовою роздільною здатністю, наприклад, системи VIZAR і ORVIS, а для реєстрації профілю тиску у внутрішніх перерізах зразків – манганінові датчики. Наприклад, точно встановлено, що при ударному стисканні поліморфні перетворення твердих тіл можуть відбуватися за час 10^{-9} – 10^{-7} с і навіть менше. За допомогою систем VIZAR або ORVIS досліджують динаміку акустичних збурень усередині пластин товщиною від десятків до тисяч мікрон. Термодинамічні й механічні характеристики поверхневих наношарів при екстремально коротких імпульсах навантаження досліджують за допомогою фемтосекундної інтерференційної мікроскопії [5]. Зацікавлює нова експериментально-обчислювальна методика визначення параметрів ударних хвиль, що збуджуються в металевих плівках за допомогою лазера. Вона наведена в роботі [6]. За допомогою титан-сапфірової лазерної системи було отримано імпульси тривалістю 40 фемтосекунд при довжині хвилі 800 нм з енергією 2 мДж. Особливістю роботи є те, що нагріваючий імпульс, який генерував акустичну хвилю, фокусувався на межу метал – скло через тонку (150 нм) скляну підкладку. Внаслідок цього профіль хвилі якісно відрізнявся від випадку дослідженого в роботі з «вільною» фольгою. В результаті автори отримали дані про міцнісні властивості конденсованої фази в алюмінієвих плівках при рекордних темпах деформації (порядка 10^9 с⁻¹) і показали, що кристалічний алюміній залишається пружним при тисках порядку 10 ГПа. Також визначено міцність рідкої фази алюмінію при даних темпах деформації.

3. Рівняння стану твердого тіла найширше відоме й розроблене у формі рівняння Мі-Грюнаїзена (див. [1, 7]), яке записують у вигляді

$$PV = P_0V + 2\Gamma(V)E, \quad 1.3$$

де P_0 – тиск при температурі $T=0$ К;

$\Gamma(V)$ – коефіцієнт Грюнаїзена;

E – теплова енергія кристалічної ґратки.

P_0 визначається структурою ґратки та потенціалом взаємодії. Це – пружна, або так звана складова «холодного тиску» на P - V -діаграмі. Складова «холодного тиску», як і енергія холодного тиску (потенціальна енергія), залежать від сил взаємодії між атомами і не залежать від температури. Зв'язок між ними виражається формулою

$$p_x = -\frac{\partial E_x}{\partial V}. \quad 1.4$$

Він має зрозумілий фізичний зміст: приріст енергії дорівнює роботі стискування. Мінус показує, що для розтягу від нульового об'єму, який відповідає механічній рівновазі при $T=0$ К і $p=0$, до тіла треба прикласти розтягуюче зусилля.

Складова $\frac{\Gamma(V)}{V}E$ в рівнянні Мі-Грюнаїзена враховує вплив температури і є тепловою складовою тиску.

Коефіцієнт Грюнаїзена безпосередньо пов'язаний із ангармонізмом взаємодії атомів і має фізичний зміст, що виражається, з одного боку, як величина, що характеризує відношення теплового тиску до теплової енергії кристалічної ґратки при сталому об'ємі. З другого боку, із статистичної фізики відомо, що $\Gamma(V) = \frac{\delta \ln \varpi}{\delta \ln V}$, тобто дорівнює відносній зміні частоти коливань атомів, що, в свою чергу, визначається температурою Дебая Θ при відносній зміні об'єму на одиницю. Значення частоти коливань і їх зміни є різними для різних коливальних мод ґратки (в т.ч. для поздовжніх та поперечних мод). Тому часто для застосування даної залежності їх виражають через усереднені частоти. При цьому параметри Γ визначають через адіабатичний модуль стиску, густину і середню квадратичну швидкість звуку, що не залежить від напрямку розповсюдження хвилі.

Для оцінювань результатів впливу ударно-хвильових процесів на зміни в матеріалі важливим є величина коефіцієнта Грюнаїзена Γ_0 . За нормальних умов

$$\Gamma_0 = \frac{V_0}{c_v \kappa} = \frac{\alpha c^2}{c_v} = \frac{\alpha}{\rho c_v \kappa}. \quad 1.5$$

Ця величина була отримана із відомого термодинамічного співвідношення $\left. \frac{\delta p}{\delta T} \right|_V \left. \frac{\delta T}{\delta V} \right|_p \left. \frac{\delta V}{\delta p} \right|_T = -1$ підстановкою в нього значень коефіцієнтів ізотермічного стискування та об'ємного теплового розширення. Користуючись значеннями Γ_0 можна оцінити зміну температури при ударно-хвильовому

стисканні, знаючи зміни об'єму, оскільки адіабатний зв'язок температури і об'єму задається рівнянням $\frac{T}{T_0} = \frac{(V_0)^{\Gamma_0}}{(V)^{\Gamma}}$.

Важливим для аналізу експериментальних результатів є також зв'язок між тепловою складовою тиску та зміною об'єму

$$\frac{p - p_x(V)}{p_{T_0}} = \frac{V_0^{\Gamma+1}}{V} \quad 1.6$$

Наведені вирази знайшли застосування при вивченні механізму утворення точкових дефектів під дією лазерних ударних хвиль малої амплітуди в напівпровідниках [8, 9, 10], оцінюванні ступеня нагрівання зразків при проходженні лазерних ударних хвиль залежно від тиску.

В роботах [11, 12] отримані результати, що підтверджують тісний зв'язок між коефіцієнтом Грюнайзена Γ і коефіцієнтом Пуассона,

$$\Gamma = \frac{p - p_x(V)}{p_{T_0}} = \frac{V_0^{\Gamma+1}}{V} \quad 1.7$$

Значення коефіцієнта Грюнайзена лежать у межах від 0,82 – 0,83 для берилію до 2,80 – 2,90 – для золота. Для срібла і паладію він дорівнює 2,35 – 2,40, для алюмінію і кобальту – 2,0 – 2,1. Для деяких солей (NaCl, KCl) – 1,5 – 1,6. Значну роль в його величині відіграє відношення швидкостей розповсюдження поздовжніх та поперечних хвиль.

Із врахуванням квантових ефектів, які, в першу чергу, є суттєвими для температур, що дорівнюють або менші від температури Дебая, рівняння стану у формі рівняння Мі-Грюнайзена має вигляд

$$p = p_x + \Gamma 3R \frac{T}{V_A} D\left(\frac{\Theta}{T}\right); \quad 1.8$$

$$E = E_x + \Gamma 3R \frac{T}{V_A} D\left(\frac{\Theta}{T}\right), \quad 1.9$$

де $D\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \frac{3 \int_0^t \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}{t^3}$ – функція Дебая, $t = \frac{\Theta}{T}$.

Рівнянням стану твердих тіл та їх уточненню, визначенню величини коефіцієнта Грюнайзена різних речовин присвячено багато експериментальних і теоретичних робіт з механіки твердого тіла [7, 13-15]. З них впливає, що відхилення від рівняння Мі-Грюнайзена відіграють суттєву роль (складають 10% і більше) тільки при дуже великих значеннях тиску, що не характерно для впливу лазерних ударних хвиль, які застосовуються для модифікації властивостей матеріалів. Тиски ударних хвиль малої амплітуди, як уже відзначалося, лежать у межах 1 – 10 ГПа.

Аналіз показує, що найчастіше на сьогодні у світовій літературі з фундаментальних питань фізики ударних хвиль посилаються на класичні роботи 60–70-х років академіків Я.Б. Зельдовича [1] та Л.В. Альтшулера [2, 16]. В СНД їх справедливо називають батьками фізики ударних хвиль у конденсованому середовищі [17].

Перші дослідження ударної хвилі, яка утворюється при лазерній дії, були виконані у зв'язку з вивченням пробою газів та утворення іскри при дії на них потужних імпульсів ОКГ [18-20].

Експерименти показали, що при більшій інтенсивності світлового променя, яка залежить від виду тиску газу (напруженість електричного поля в світловій хвилі при цьому складає $10^6 - 10^7$ В/см), проходить пробій, тобто іонізація газу.

В роботі [21] вперше повідомляється про механічну дію ОКГ-випромінювання на поверхню матеріалу аналогічно до електрогідравлічного ефекту. При фокусуванні світла на заглиблену в рідину пластинку спостерігалось втискування й витискування пластинки, зміна характеру її пробивання у порівнянні з пробиванням на повітрі, розриви кювети ударними хвилями, викиди рідини від місця пропалювання пластини.

Автори [22] досліджували ударні хвилі при оптичному пробі у воді. Використовували рубіновий лазер, який випромінював імпульси тривалістю 20 нс з енергією до 20 Дж. При фотографуванні іскри, що виникала при пробі у воді, була виявлена різниця в її формі при одно- та двопічковому режимі роботи лазера. Це пов'язано з тим, що світло другого пічка поглинається в розігрітій плазмі на коротшій відстані, ніж при поглинанні першого. Автори встановили, що пробій у водопровідній воді настав при фокусуванні імпульсу світла, що перевищував 0,06 Дж, а форма іскри, яка виникала при пробі, змінювалася залежно від енергії імпульсу. Середня швидкість розповсюдження імпульсів стиску на відстанях кількох сантиметрів у всіх дослідженнях була близька до звукової.

За допомогою п'єзодатчика визначали величину перепаду тиску у воді при лазерній дії. Виявилось, що величина перепаду при енергії лазера 0,6 Дж на відстані 1,7 см від місця пробою складала 100 атм.

Визначений теоретично, за формулою для задачі про сильний точковий вибух, перепад для цього ж значення енергії лазера дорівнював 150 атм, тобто узгоджувався за порядком величини з експериментом.

Фізична суть утворення лазерних ударних хвиль в об'ємі тіла полягає в наступному. Потік світлової енергії лазерного випромінювання частково поглинається поверхнею мішені, й у глибину опромінюваного матеріалу поширюється тепловий потік. При досягненні на поверхні твердого тіла температури плавлення починається процес зміни його агрегатного стану, і в глибину тіла починає поширюватися межа поділу рідкої та твердої фаз. Схема поширення межі рідкої фази в глибину матеріалу при його опроміненні лазером зображена на **рис. 1.1** [23]. Так як одномірна теплопровідність не обмежує підвищення температури, то при подальшому неперервному підведенні енергії лазерним променем розплав нагрівається до температури пароутворення й починається процес інтенсивного випаровування речовини з поверхні. В результаті поглинання потужного випромінювання з великою густиною потоку за дуже короткий час біля поверхні металу виникає плазма, що призводить до

утворення перегрітого шару, а в подальшому – ударної хвилі. Даному питанню (плазма – перегрітий шар) присвячено багато робіт [24-29].

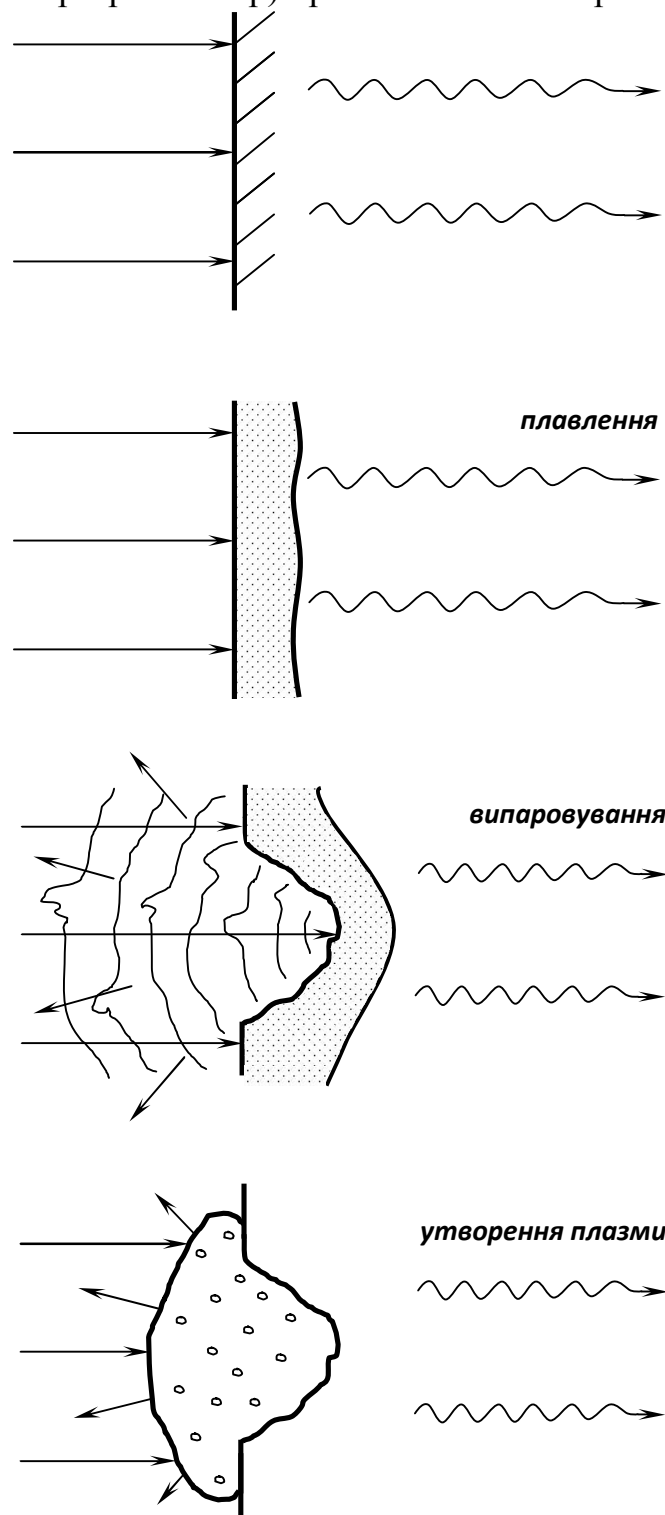


Рис. 1.1. Схема поширення межі рідкої фази в глибину матеріалу перегрітого шару [25]

Важливими, на наш погляд, з точки зору фізики лазерних ударних хвиль малої амплітуди і лазерної ударно-хвильової обробки в прозорому конденсованому середовищі є результати роботи [30]. В ній розглянуто

експериментально отриману візуалізовану картину розширення стисненої плазмопаровим шаром води. При цьому була досліджена динаміка поширення лазерної ударної хвилі, починаючи від перших наносекунд до кількох сотень наносекунд. Автори застосували інтерференційну методику і розрахували товщину стисненого шару води та провели порівняння теоретичних та експериментальних результатів при густині потоку лазерного випромінювання $5 \cdot 10^8$ Вт/см², значною мірою типового для лазерного ударно-хвильового впливу на напівпровідники. Із робіт теоретичного плану, присвячених розльоту плазми повітря при ударній лазерній обробці матеріалів, слід відзначити статтю [31], в якій розглянуто динаміку плазми при дії лазерів ІЧ та УФ діапазону, що виникає при густинах потоків лазерного випромінювання 4 – 17 ГВт/см².

При дії на повітрі одиничних «гігантських» лазерних імпульсів ($q \sim 10^9$ Вт/см², робота лазера в режимі модульованої добротності), внутрішня енергія шару, охопленого тепловою хвилею, стає порівнюваною або вищою від теплоти випаровування при його опроміненні лазером. Далі цей перегрітий шар діє на метал подібно до дії вибухової речовини, з питомою енергією $\sim Q/\rho d$ (d – товщина шару), створюючи на поверхні мішені високий тиск. Практично миттєво хвиля напружень, що виникає при цьому, стає ударною.

Ударна хвиля поширюється в глибину матеріалу та надає йому значної енергії. Це призводить до випаровування опромінюваної поверхні у хвилі розвантаження, а потім, у міру затухання ударної хвилі, – до плавлення та механічного руйнування. Перегрітий шар, що розлітається, утворює плазмову хмару, яка має складну структуру. При $q \geq 5 \cdot 10^7$ Вт/см² також можлива генерація ударних хвиль за умови, що опромінення проводиться в прозорому конденсованому середовищі [32, 33].

Враховуючи кінцеві значення крутизни переднього фронту лазерного імпульсу та глибину проникнення випромінювання, виникаюча хвиля напружень стає ударною лише на певній глибині, причому профіль хвилі напруження приблизно повторює часову розгортку інтенсивності лазерного імпульсу. Але при подальшому русі хвилі по матеріалу цей профіль починає спотворюватися, так як гребінь хвилі рухається вже по речовині, яка стиснена попередньою частиною хвилі та наганяє основу хвилі. В результаті наростання крутизни переднього фронту пружна хвиля поступово переходить в ударну [34].

С.А. Анісімов одним з перших розглянув [35] виникнення ударної хвилі під дією імпульсу віддачі з боку плазми, що розлітається. При цьому він виділяє в твердому тілі три області (рис. 1.2), які суттєво відрізняються між собою за фізичними властивостями:

- 1) стиснене ударною хвилею тверде тіло;
- 2) сильно поглинаючий шар з великими градієнтами густини та температури;
- 3) шар розрідженої плазми, який практично не поглинає випромінювання.

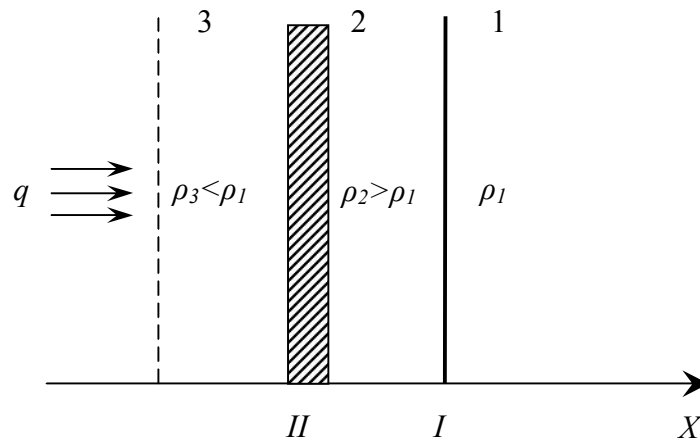


Рис. 1.2. Опромінення матеріалу на повітрі:

- 1 – незбуджене тверде тіло; I – ударна хвиля;
- 2 – стиснене ударною хвилею тверде тіло;
- II – сильно поглинаючий шар з великими градієнтами густини та температури;
- 3 – шар розрідженої плазми, який практично не поглинає випромінювання

Якщо ж опромінення матеріалу проводиться в прозорому конденсованому середовищі (рис. 1.3), то при розгляді якісної картини процесу можна виділити такі області:

- 1 та 8 – області не збудженого рідкого середовища та твердого тіла;
- 2 та 7 – фронт ударної хвилі в рідині та твердому тілі;
- 3 – шар рідини, що знаходиться в збудженому рідкому або пароподібному стані;
- 4 – шар пари (або плазми), що утворився в процесі випаровування твердого тіла;
- 5 – сильно поглинаючий шар, дорівнює $\sim 10^{-5}$ см (для металу);
- 6 – збуджена область твердого тіла.

Утворення й розповсюдження ударних хвиль малих амплітуд у твердих тілах при лазерному опромінюванні розглянуто в ряді робіт, починаючи від 70-х років, наприклад [36-39]. Велика увага при цьому приділялась як теоретичним, так і експериментальним дослідженням ударно-хвильової взаємодії лазерного випромінювання з мішенню. Підсилення більш ніж на порядок тиску в алюмінієвій фользі, покритій шаром прозорих матеріалів (силіконове масло, клей) спостерігалось, наприклад, при дії неодимового лазера наносекундного діапазону в роботі [40]. Узагальнення результатів досліджень, що проводилося в СРСР з впливу лазерних ударних хвиль малої амплітуди наведено в роботах [32, 41, 42].

Значне зростання тиску в мішенях при опроміненні через прозоре конденсоване середовище для великої групи різних матеріалів та прозорих покриттів (прозорих конденсованих середовищ) спостерігали також й інші дослідники [43-47].

Аналіз результатів цих робіт, як і ряду інших, виконаних в США, Франції, Англії, показує, що лазерні ударні хвилі виникають при опроміненні імпульсами, тривалість яких зазвичай $\leq 10^{-8}$ с з густинами потоків $5 \cdot 10^7$ Вт/см² і вище (залежно від середовища опромінення).

Якраз при таких густинах потоку випромінювання можливе різке стрибкоподібне підвищення тиску в опромінюваному матеріалі, який поширюється в ньому із надзвуковою швидкістю та стійкий відносно малих збурень свого профілю.

Залежно від густин потоку, що мають застосування на даний час, лазерні ударні хвилі можна поділити на два класи: потужні ударні хвилі, які генеруються лазерами для лазерного термоядерного синтезу, починаючи від тиску в десятки Мбар ($\tau_i = 5 - 30$ нс, $q = 10^{14}$ Вт/см²); ударні хвилі малих амплітуд ($p = 1 - 10$ кбар, $\tau_i \sim 10^{-8}$ с, $q = 5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^9$ Вт/см²), що становлять інтерес для дослідження дефектів, утворених у матеріалах. Вони можуть використовуватися при механічній обробці металів і сплавів, у напівпровідниковій технології та при моделюванні різних фізичних процесів (наприклад, високошвидкісних навантажень).

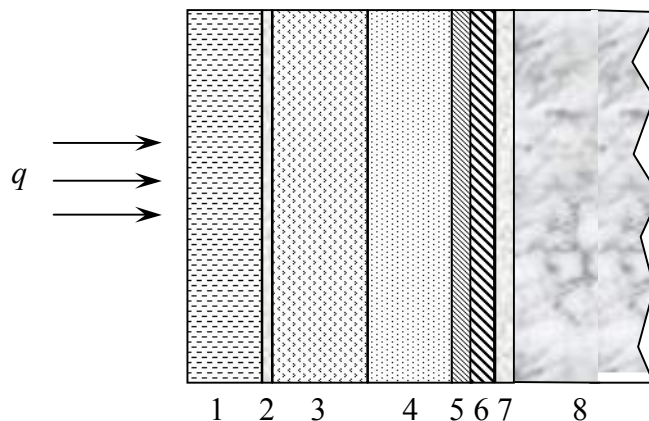


Рис. 1.3. Опромінення матеріалу в прозорому конденсованому середовищі:

- 1 та 8 – області не збудженого рідкого середовища та твердого тіла;
- 2 та 7 – фронт ударної хвилі в рідині та твердому тілі;
- 3 – шар рідини, що знаходиться в збудженому рідкому або пароподібному стані;
- 4 – шар пари (або плазми), що утворився в процесі випаровування твердого тіла;
- 5 – сильно поглинаючий шар;
- 6 – збуджена область твердого тіла

1.2. КРИТЕРІЙ, ГЛИБИНА УТВОРЕННЯ ТА ТИСК ЛАЗЕРНОЇ УДАРНОЇ ХВИЛІ

Критеріям виникнення ударних хвиль малої амплітуди (0,1 – 10 ГПа) в твердих тілах присвячені роботи, які були виконані в Інституті металургії імені А.А. Байкова АН СРСР групою під керівництвом професора В.А. Янушкевича [4, 33, 48-50]. Аналогічними питаннями, пов'язаними з умовами генерації лазерних ударних хвиль та керуванням їх параметрами, водночас займалися спеціалісти і в інших провідних лабораторіях світу [51, 52].

Утворення ударних хвиль при дії лазерного моноімпульсу розглянуто в [33], де формулюється критерій можливості утворення ударних хвиль у тих чи інших умовах лазерного випромінювання у вигляді двох необхідних умов:

- 1) глибина утворення ударних хвиль (x) мусить знаходитися в границях області одномірного руху суцільного середовища. (Така область може бути прийнята у вигляді півсфери з радіусом, що дорівнює радіусу фокальної плями);
- 2) достатня товщина опромінюваного тіла.

Об'єднуючи ці дві умови для моноімпульсу трикутної форми, критерій можливості утворення ударних хвиль можна записати у вигляді

$$Y = \frac{L^2}{c_e^2} \left| \frac{d^2 U}{dt^2} \right|_{\max} \approx \frac{L^2}{c_e^4} \cdot \frac{\Delta U \cdot \kappa_q}{\tau_q^2}, \quad 1.10$$

де L – критичний розмір;

c_e – поздовжня швидкість звуку;

ΔU – зміна енергії парів на одиницю маси;

κ_q – коефіцієнт спотворення фронту;

τ_q – тривалість імпульсу.

Глибина утворення ударних хвиль при такому імпульсі може бути оцінена за формулою

$$x \geq \frac{2c_e^2}{(\gamma_c + 1)\xi} \sqrt{\frac{2\rho t_q}{(\gamma - 1)\kappa_q Q \beta A_\lambda}}, \quad 1.11$$

де $\gamma_c = \Gamma + 1$, $\gamma = 5/3$;

Γ – коефіцієнт Грюнайзена;

ρ – густина речовини;

β – показник поглинання;

A_λ – поглинальна здатність речовини;

ξ – коефіцієнт, що характеризує прискорення шару;

Q – густина енергії імпульсу.

Важливою характеристикою ударної хвилі є ширина її фронту, так як саме в цій області відбувається різкий стрибок параметрів стану речовини. Ширина фронту лазерної ударної хвилі визначається параметрами нелінійних, дисипативних та дисперсійних властивостей опромінюваного матеріалу, причому параметр нелінійності та параметр дисперсії впливає на ширину

фронту ударної хвилі протилежним чином. Згідно з [50] ширину фронту лазерної ударної хвилі можна визначити за формулою

$$l_f = r_0 \sqrt{(\gamma + 1)M}, \quad 1.12$$

де r_0 – усереднена міжатомна відстань (для кубічної решітки $r_0 = a \left(\frac{3}{4\pi z} \right)^{1/3}$, $M = \frac{g}{c_e}$).

Ширина фронту ударної хвилі, що генерується в твердих тілах, має порядок близький до міжатомних віддалей [39].

Одним із головних параметрів, який необхідно контролювати при проведенні експериментів з лазерного опромінення матеріалів у режимі генерації ударних хвиль, є величина амплітудного тиску лазерної ударної хвилі. Він залежить від середовища, в якому здійснюється опромінювання, поглиненої матеріалом енергії лазерного імпульсу та його тривалості.

Фізика і механіка генерації лазерних ударних хвиль інтенсивно досліджувалась у роботах [40, 51, 53-57]. В перших опублікованих експериментах [58, 59], коли опромінювана мішень була у вакуумі, опромінюване тверде тіло отримувало акустичний імпульс за рахунок реактивного імпульсу віддачі при випаровуванні. Результируюча амплітуда імпульсу тиску коливалася в межах 1 ГПа – 1 ТПа при густині потоку $0,1 \text{ ГВт/см}^2 - 10^6 \text{ ГВт/см}^2$. Тривалість дії імпульсів тиску дорівнювала тривалості лазерного імпульсу і складала приблизно 50 нс через швидке адіабатичне охолодження плазми у вакуумі [60].

Було виявлено, що використання прозорих покриттів при опроміненні збільшувало тиск на 2 порядки в порівнянні з плазмою, що поширювалась у вакуум [51, 61, 62]. Збільшення тиску спостерігається через те, що прозоре конденсоване середовище запобігає швидкому відходу плазми від поверхні, завдяки чому збільшується енергія, яка доставляється до матеріалу в лазерній ударній хвилі.

Тиск, що виникає при опромінюванні незахищених зразків на повітрі, коли за рахунок поглинання великої кількості енергії частина матеріалу мішені випаровується і розігрівається до виникнення плазми, можна, наприклад, оцінити за співвідношенням [63]

$$p_{nl} = (a_{nl} t)^{-1/3} I^{3/4}, \quad 1.13$$

де a_{nl} – коефіцієнт, що характеризує властивості плазми;

t – тривалість лазерного імпульсу;

I – інтенсивність лазерного випромінювання.

В роботі [26] наведено іншу формулу для визначення тиску в діапазоні інтенсивностей лазерного випромінювання $10^8 - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Величина тиску при цьому залежить від співвідношення густини плазми і густини твердого тіла, що опромінюється, та інтенсивності в степені 2/3. Експериментальна $P = P_c^{0,51} q^{0,89} d^{-1,95}$ та розрахункова $P = P_c^{0,48} q^{0,7} d^{-1,67}$ залежності виду $P = P_c$ були

представлені в роботі [64]. Як впливає із даних формул, тиск, що створюється лазерним імпульсом, залежить від тиску P_c оточуючого середовища (в даному випадку газового), густини потоку та діаметра лазерного променя d_c .

Для підсилення тиску ударних хвиль, однорідності дії та виключення інших не ударно-хвильових факторів лазерної дії на матеріал, була розроблена спеціальна методика [37] обстрілу в прозорому конденсованому середовищі (ПКС) з екрануванням поверхні зразка. Екраном служила мідна фольга, яка була в акустичному контакті зі зразком.

У цій же роботі вперше в радянській літературі наведено формулу для розрахунку амплітуди тиску при опроміненні зразків у досить товстому шарі прозорого конденсованого середовища. Вона має такий вигляд:

$$p = \sqrt{q \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\rho_1 D_1 \cdot \rho_2 D_2}{\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2}}, \quad 1.14$$

де ρ_1, ρ_2 – густини не збуджених середовищ 1 і 2;

D_1, D_2 – швидкості розповсюдження переднього фронту хвилі стиску;

γ – показник адіабати, який для одноатомного газу дорівнює $5/3$, двоатомного – $7/5$, триатомного і більше – $9/7$.

Як показали експерименти, формула з високою точністю дозволяє визначити тиск на поверхні мішені при її опроміненні в умовах обмеження розширення плазми прозорим конденсованим середовищем.

В якості екрана можуть служити також поглинаючі покриття, які захищають поверхню мішені від випаровування та плавлення і збільшують тиск лазерної ударної хвилі.

Захисними поглинаючими покриттями у різних експериментаторів слугували алюміній, цинк, мідь та органічні покриття. Було виявлено, що промислова чорна фарба є практичнішою та ефективнішою в порівнянні з іншими покриттями [65]. Вона досить легко наноситься на оброблювану поверхню, забезпечуючи при цьому надійний акустичний контакт з нею. При використанні органічних поглинаючих покриттів, необхідно враховувати факт, що вони можуть служити джерелами легування мішені. Коли лазерне випромінювання достатньої інтенсивності потрапляє на мішень з поглинаючим покриттям, то матеріал покриття випаровується й утворює плазму. Через коротку тривалість дії лазерної енергії глибина дифузії теплової енергії обмежена кількома мікронами і бажано, щоб вона була меншою від товщини поглинаючого покриття (щоб забезпечити захист опромінюваного матеріалу). Наприклад, в якості ПКС дослідниками в роботі [66] використано самоклеючу плівку (скотч), яка забезпечує надійний акустичний контакт і захист поверхні від руйнування та від забруднення продуктами розпаду плівки. На думку авторів, вона здатна замінити найчастіше застосовувану в практиці лазерної ударної хвильової обробки чорну фарбу.

В роботах із дослідження впливу лазерних ударних хвиль малої амплітуди на напівпровідники [37, 39, 47, 67-73] в якості захисного екрана використовувалася мідна фольга товщиною ≈ 100 мкм. При цьому вона

одночасно служила також областю переходу акустичної хвилі в ударну, згідно із формулою (1.11).

1.3. ДІЯ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА СТРУКТУРУ ТА ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІАЛІВ

Лазерне імпульсне випромінювання може одночасно викликати в поверхневих та глибинних шарах матеріалу зміни за рахунок фото-, термо-, ударно-хвильових та інших ефектів. Залежно від густини потоку та тривалості імпульсу, а також властивостей матеріалу та умов опромінення буде переважати той чи інший ефект.

Відомо, що модифікація матеріалів за допомогою наносекундних лазерних імпульсів можлива як унаслідок їх теплової дії [74-76], так і механічної або ударно-хвильової [32, 34, 52, 68, 77]. Для практичного застосування лазерних ударних хвиль необхідно забезпечити такі умови обробки та значення параметрів ударної хвилі, за яких відбуваються зміни в матеріалі без його залишкового руйнування.

Не зважаючи на те, що питанню дії лазерного випромінювання на матеріали присвячено багато робіт, на початках тільки в деяких з них розглядався вклад впливу лазерних ударних хвиль на зміни в зразках, хоча обробка зразків здійснювалась у режимах та умовах, в яких згідно з наведеними вище критеріями не виключається генерація ударних хвиль з малою амплітудою тиску. На першому етапі досліджень вивчались умови генерації ударних хвиль та об'ємні властивості однорідних матеріалів після дії лазерних ударних хвиль. Можливо, це пов'язано зі специфічною методикою, яку необхідно було створити для проведення експериментів, та рівнем і розповсюдженням лазерної техніки, що здатна генерувати лазерні ударні хвилі [52, 78]. Одночасно було виконано ряд робіт фізико-технічного характеру, важливих для розвитку нових напрямків лазерних технологій. У роботі [79] повідомлялося про експериментальне виявлення підвищення температури переходу в надпровідний стан сплавів *Nb-Ga*, *Nb-Ge*, *Nb-Sn*, *Nb-Zn* під впливом випромінювання імпульсного CO₂ лазера з енергією в імпульсі 1 Дж при його тривалості 250 нс. Як впливає з критерію можливого утворення ударних хвиль [33], при таких енергетичних параметрах лазерного випромінювання в опромінюваних зразках виникає ударна хвиля. Перехід опромінених зразків у надпровідний стан при вищій температурі пов'язувався з різким підсиленням дифузійних процесів у результаті утворення високої концентрації точкових дефектів на фронті ударної хвилі, викликаній лазерним випромінюванням.

Утворення високої концентрації рухомих точкових дефектів на фронті ударної хвилі показано в роботах з опромінення, що проводились як на металевих [36], так і напівпровідникових [37, 73] матеріалах.

На даний час не вияснені повністю фізико-хімічні процеси, що протікають при ударно-хвильовій лазерній дії на межі плівка – матриця, не

повністю вияснений вклад механічного (ударно-хвильового) фактора при обробці плівок, не захищених від теплової дії лазера. Робіт, присвячених лазерній ударно-хвильовій обробці плівкових матеріалів технологічного характеру також небагато (якщо не брати до уваги тих, що стосуються видалення плівок з поверхні матеріалів із метою їх очищення). Хоча ще в роботах [74, 80] уже відзначався вплив тиску на протікання процесів у системі плівка – підкладка, але детальний аналіз й урахування цього впливу не проведено.

В роботах [74, 76, 80] розглянуто дію наносекундного лазера на плівки Au-Ni і Ni-Au і відзначається, що підвищити ефективність легування нікелю золотом можна при опроміненні через прозоре покриття, тобто ПКС. У якості таких прозорих покриттів було використано рідке скло, воду та ін. Встановлено, що при знаходженні оптимального режиму $q \sim 3,7$ Дж/см² можна ввести до 90% золота від його повної кількості в початковій плівці. Автори підкреслюють, що ефективне введення атомів золота в нікель на велику глибину при використанні прозорого конденсованого середовища протікає в умовах інтенсивного плазмоутворення та великих тисків. Вони вважають, що внаслідок дії високих тисків забезпечується добрий контакт між плівкою та матрицею, який сприяє ефективному передаванню енергії в глибину матриці [80]. При цьому досліджувалася залежність амплітуди та форми акусто-оптичних сигналів у системах золото – нікель при опроміненні лазером на повітрі та у воді.

З результатів роботи [80] бачимо, що тиск наростає протягом часу тривалості імпульсу, а ефективне значення тривалості імпульсу тиску, що визначається як ширина імпульсу на пів-висоті, дорівнює $\sim 3 \dots 5\tau$, його амплітуда приблизно в 50 разів більша, ніж на повітрі. Оцінювання величини тиску, зроблені нами згідно з формулами наведеними в [37] для експериментальних даних роботи [80] з опромінення системи, показують, що для заданих параметрів $\tau_1 = 22$ нс, $q = 15,6$ Дж/см², $\rho = 10^3$ кг/м³, $g = 1,4 \cdot 10^3$ м/с тиск може досягати $\sim 0,1$ ГПа. Крім цього, на основі проведених оцінювань впливає також, що на характер процесів, які протікають у підкладці та на границі плівка – підкладка, повинна впливати відбита ударна хвиля, яка утворюється в підкладці навіть при густині $\sim 10^8$ Вт/см², якщо опромінення проводиться в прозорому конденсованому середовищі. Доказом цього служать результати, викладені в роботі [81] з дослідження плівок Fe⁵⁷, опромінених лазером у режимі генерації ударних хвиль. Плівки наносилися на металічні підкладки з ряду тугоплавких металів Nb, Ti, V. На межі плівка – метал протікали низькотемпературні хімічні реакції на глибині $\gg \sqrt{a\tau_i}$; опромінення проводилося з боку підкладки. З метою виключення термічного впливу опромінення проводилося через мідний екран товщиною 80 мкм, що знаходився в акустичному контакті зі зразком.

У випадку ніобію в центрі месбауерівського спектра поглинання виявлено нову лінію, що викликана утворенням твердого розчину заліза в ніобії, а у випадку ванадію – твердого розчину заліза у ванадії.

Розсіювання енергії ударною хвилею принципово не подібне на затухання акустичних хвиль. Фізичні механізми цього явища мало вивчені й потребують нових експериментальних досліджень в області на межі переходу від пружних деформацій до пластичних.

При механічних напруженнях нижче межі пружності Гюгоніо діє так званий фононний механізм генерації дефектів [82]. При цьому у фронті хвилі атоми переходять у положення, що викликають сильні дотичні напруження. В результаті решітка місцями переходить в метастабільний стан. Надлишковий імпульс для початку релаксації до рівноваги в нових умовах отримує будь-яка нерегулярність решітки (важкі домішки, власні дефекти).

Коли тиск ударних хвиль стає вищим межі Гюгоніо, в пластичних матеріалах починають рухатися дислокації. В результаті їх руху генеруються точкові дефекти. Це – деформаційний механізм. Одночасно діє і фононний механізм генерації дефектів. Його роль зростає зі зростанням кількості імпульсів ударно-хвильової дії по експоненті, в той час як для деформаційного механізму ця залежність лінійна. Застосування трансмісійної (просвічуючої) електронної мікроскопії показало, що в результаті проходження ударної хвилі з тиском 1 – 10 ГПа по металічному кристалу, в ньому формується коміркова дислокаційна структура з густиною дислокацій $10^{13} - 10^{15} \text{ м}^{-2}$, яка зростає зі зростанням тиску. При цьому розмір дислокаційної комірки зменшується [83]. В рамках теоретичного дослідження встановлено фізичний механізм виникнення степеневі залежності швидкості пластичної деформації від тиску та існування в широкому діапазоні швидкостей ($10^{-4} - 10^{10} \text{ с}^{-1}$) трьох процесів, що послідовно розвиваються: термоактивованого руху дислокацій, їх в'язкого гальмування та генерації геометрично необхідних дислокацій на фронті ударної хвилі. Останнє викликано тим, що при проходженні ударної хвилі на межі стисненої й нестисненої області виникає несумісність деформації, що провокує появу геометрично необхідних дислокацій у результаті утворення нових дислокацій, або активації існуючих до удару дислокаційних джерел [84].

У сучасній механіці деформованого твердого тіла для описування поведінки матеріалів при проходженні ударної хвилі через кристал використовують метод молекулярно-динамічного моделювання [85]. Він полягає у представленні речовини сукупністю взаємодіючих частинок, що описуються класичними рівняннями руху.

Моделювання методом частинок [85] свідчить, що частинки, які були сусідами у вихідній конфігурації, після припинення сильної ударно-хвильової дії можуть з'явитись у різних областях зразка. При цьому шари матеріалу в процесі деформування набувають складної, часто розривної структури.

Одним із методів експериментальних досліджень у даному напрямку є генерація ударних хвиль за допомогою високоінтенсивного випромінювання лазера або корпускулярного випромінювання потоками мікрочастинок.

Слід відзначити, що моделювання подібних процесів методами механіки суцільного середовища виявляються затрудненими внаслідок протиріч між континуальністю опису середовища та очевидним порушенням

континуальності матеріалу в процесі деформування. Крім того, будучи типовим методом комп'ютерного моделювання, метод молекулярно-динамічного моделювання вимагає потужної комп'ютерної бази і містить багато припущень.

Отримані авторами [85] розрахункові результати підтверджують закономірності утворення точкових дефектів і ефективність та правильність фізичної моделі В.О. Янушкевича, що описує механізм утворення точкових дефектів при дії на матеріал лазерної ударної хвилі малої амплітуди. Її перевага перед числово-аналітичними методами дослідження полягає в тому, що вона є зручною при аналізі результатів дії лазерних ударних хвиль, оскільки адекватно відображає фізичну суть явища, яке вивчається, та сприяє його повнішому розумінню. Водночас прогрес у комп'ютерних експериментах створює реальну основу для переходу від спрощених уявлень про основні фактори та механізми дефектоутворення при дії лазерних ударних хвиль субмікросекундного діапазону до більш повної теорії явища. На сьогодні комп'ютерне моделювання ефективно застосовується при вивченні проблем досягнення ідеальної міцності [86].

Типи дефектів, що утворюються при дії лазерних ударних хвиль, залежать від її інтенсивності [67]. Температурна стійкість утворених дефектів визначається кристалографією матеріалів, концентрацією носіїв заряду, домішок [36, 79].

Із важливих, присвячених дії на матеріали ударних хвиль малої амплітуди, необхідно виділити оглядові праці у збірниках [34, 87], а також експериментальні роботи [88–93], щодо закономірностей накопичення дефектів у матеріалі при проходженні через них не руйнуючих хвиль, генерованих лазером.

В.О. Янушкевич встановив, що існуючу різницю між дефектоутворюючими властивостями ударних та акустичних хвиль можна пояснити, виходячи із різного часу релаксації надлишкового імпульсу, отриманого атомом, що служить центром розсіювання, та часу його перебування у фронті хвилі. Принципова відмінність ударної хвилі від акустичної полягає в тому, що передавання імпульсу від стисненої ударною хвилею речовини до ще не збуреної має характер не колективного руху атомів, а є наслідком індивідуальних зіткнень.

У випадку багатокомпонентних систем висока концентрація точкових дефектів та зміна локалізації атомів у решітці можуть призвести до зміни термодинамічного стану цих систем. Причому, утворені дефекти є рухомими вже при кімнатній температурі, а час життя дефектів триваліший за час їх генерації.

Це також може призвести до зміни характеру протікання кристалохімічних реакцій внаслідок скупчення великої кількості дефектів, які одночасно рухаються.

Причому, об'єднуються два фактори одночасно: стійкість системи (типова для кімнатних температур) та висока швидкість дифузії (типова для

високих температур). Ці дві умови разом призводять до ініціювання кристалохімічних реакцій.

Дослідженню утворень сполук NbFe і NbFe₂ при дії на систему Nb-Fe генерованої лазером ударної хвилі присвячена робота [90]. Методом мессбауерівської спектроскопії показано, що утворення високої нерівноважної концентрації точкових дефектів при лазерній дії і їхнє стікання на вільну поверхню зразка та зустрічна дифузія адсорбованих атомів з поверхні в об'єм призводять до утворення в поверхневому шарі інтерметалічних з'єднань NbFe₂, які в рівноважних умовах утворюються при температурі вище 2000 К.

В роботі [94] розглянуто утворення додаткової фази Ni₃S₄ внаслідок дії лазерної ударної хвилі при опроміненні зразків нікелю в рідкому середовищі, що містить сірку. Тривалість лазерного імпульсу при цьому становила 50 нс, а густина потоку – $4 \cdot 10^8$ Вт/см². У праці зроблено висновок, що методом лазерного синтезу в хімічно-активному рідкому середовищі можливе отримання однофазного складу матеріалів навіть у випадках, коли в стаціонарних режимах обробки утворюються багатофазові продукти. Обидві вказані роботи свідчать про реальність нового напрямку – лазерної хімії твердого тіла.

Дослідження електрофізичних властивостей металів під дією ударного лазерного випромінювання проводилися в основному на матеріалах з ГЦК-решіткою. В якості модельних матеріалів найчастіше вибирали алюміній і нікель. Вибір алюмінію і нікелю та сплавів на їх основі в якості досліджуваних матеріалів, крім наукового інтересу, викликаний виробничими потребами через їх широке застосування в літакобудуванні та використанні в якості конструкційного матеріалу для виготовлення лопаток для турбін.

Особливості лазерної ударно-хвильової дії досліджувались і в інших матеріалах. В експериментальній роботі [95] наведено результати металографічного, електронно-мікроскопічного та рентгенівського аналізу спотворення структури міді ударною хвилею, яка генерована лазером на неодимовому склі з тривалістю $\tau_i \sim 10$ нс. Тиск на зразок складав 1 – 3 ГПа, в якості екрана застосовувалась кадмієва фольга товщиною 0,05 мм, а вгорі кріпилася скляна пластина товщиною 6 мм.

При цьому виявлено формування коміркової дислокаційної структури. Спостерігалось також збільшення мікротвердості зразків майже у 1,5 раза у порівнянні з початковою після дії навантаження у 3 ГПа.

Результати даної роботи відповідають раніше отриманим при більш високих значеннях тиску й тривалості навантаження [93] ($p \leq 35$ ГПа і $\tau_i \geq 1$ мкс). Звідси роблять висновок, що час навантаження не виявляє суттєвого впливу на зміцнення міді та є підтвердженням того, що основне спотворення структури матеріалу проходить на фронті ударної хвилі й визначається величиною тиску.

Динаміка лазерного навантаження на мішені з міді та алюмінію досліджувалась експериментально, наприклад в [96] з тривалістю імпульсу

$3 \cdot 10^{-8}$ с і в діапазоні густин потоків $10^6 - 3 \cdot 10^8$ Вт/см². Виявлено, що профілі акустичних сигналів мають різну форму залежно від густини потоку.

Це дозволило експериментально прослідкувати послідовність протікання різних процесів і фізичних механізмів на генерацію акустичного сигналу в металах. При цьому картини, що спостерігаються на алюмінії та міді, якісно подібні. Автори виділяють чотири ділянки густин потоків, що відрізняються характером акустичного відклику. Для випадку $q \leq 10^8$ Вт/см² акустичний сигнал є однополярним, так як визначається приповерхневим вибухом.

Вплив ударних хвиль, викликаних лазером на залізо чистотою 99,95%, вивчався в роботі [97]. Зразки заліза опромінювали неодимовим лазером з тривалістю імпульсу 3,5 нс і енергією 30 Дж при густині потоку $4 \cdot 10^{12}$ і 10^{14} Вт/см². Виявлені зони двійникування в ділянці 70 – 170 мкм і 200 – 250 мкм від поверхні. При цьому на поверхні були відповідно тиски 1 – 2 Мбар і 3 Мбар.

Вплив лазерних ударних хвиль на молібденові й вольфрамові провідники та фольги розглядались в [95]. Густина потоку дорівнювала 22 – 35 Дж/см². У зразках спостерігались ефекти, що характерні для пікових тисків ударної хвилі порядку кількох сот кбар, включаючи випаровування, плавлення та відкол.

За допомогою лазерних ударних хвиль значно розширюється діапазон та методики досліджень властивостей матеріалів, що піддаються імпульсним навантаженням наносекундного діапазону. При цьому можуть спостерігатись якісно нові ефекти, викликані лазерними ударними хвилями, які відмінні від тих, що спостерігаються від класичного ударного навантаження. Такі ефекти досліджувались як електрофізичними методами, так і методами електронної мікроскопії.

Оригінальна методика й деякі результати динамічних спостережень повзучості алюмінію з чистотою 99,999% при дії імпульсу навантаження ударно-хвильової природи наведено в роботі [98], яка присвячена питанню ударно-хвильового впливу наносекундного лазера на повзучість алюмінію. Використовувався неодимовий лазер наносекундного діапазону, а опромінювання здійснювалося через ПКС.

Дослідження мікроструктури алюмінію на електронному мікроскопі після дії лазерної ударної хвилі при температурах мішеней 20°C, 50°C, 90°C проводили автори роботи [99]. Виявлено пори при опроміненні при температурах 50°C і 90°C з середнім діаметром відповідно 2400 Å і 8000 Å та густиною до $3,6 \cdot 10^{12}$ см⁻³ (50°C) і $8 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (90°C). У зразках, опромінених при 20°C, виявлені незвичайні дефекти – утворення у вигляді треків, природа яких незрозуміла. З отриманих результатів автори роблять висновок про можливість імітації за допомогою лазера радіаційної пошкоджуваності, зокрема пор.

При дослідженні алюмінію в роботі [39] за допомогою методів електронної мікроскопії встановлено, що з підвищенням потужності випромінювання структура чистого алюмінію змінюється від дрібнокоміркової, утвореної дислокаційними диполями, до наявності дислокаційних сплетінь і дислокаційних петель розміром 500 – 600 Å. Крім цього, спостерігалось суттєве

зміцнення чистого алюмінію, яке супроводжувалося підвищенням умовної границі текучості у понад 2 рази і зниженням пластичності приблизно на 80%.

На промислових алюмінієвих сплавах при дії лазерних ударних хвиль спостерігається 3 – 5-кратне збільшення циклічної міцності.

За даними [52] вплив ударних хвиль, генерованих лазерним опроміненням, застосовується для покращення авіаційних сплавів: зменшення повзучості та збільшення опору на злам.

У переважній більшості робіт вивчався комплексний вплив на напівпровідники теплового та світлового факторів лазерного випромінювання й лазерна ударно-хвильова дія.

Експериментальних робіт, присвячених впливу на напівпровідникові матеріали лише лазерних ударних хвиль, без теплового фактора дії лазерного випромінювання, ще відносно мало, і цей напрямок потребує подальших інтенсивних досліджень. Актуальність проблеми впливає хоча б з того, що не зважаючи на значні досягнення напівпровідникової технології, яка включає молекулярно-променеву технологію, некогерентне і когерентне світлове опромінення, дію ультрафіолету та інші види обробки, зараз продовжуються активні пошуки нових шляхів та способів використання лазерного опромінення на різних етапах виготовлення приладів [100, 101].

Експерименти показали, що лазерні ударні хвилі малої амплітуди можна використовувати для керування електрофізичними властивостями матеріалів, які неможна піддавати високотемпературній обробці [68, 69].

Як свідчать результати з дослідження впливу лазерних ударних хвиль на складні напівпровідники типу кадмій-ртуть-телур [68], такими етапами могли б стати певні операції «холодної» обробки напівпровідників лазерною ударною хвилею при температурах, коли дифузійні процеси в кристалах ще практично відсутні. Особливо це актуально у випадку вузькощілинних напівпровідників, зокрема твердих розчинів $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$, в яких навіть найменше підвищення температури призводить до значних змін характеристик матеріалу [102].

Низька пластичність напівпровідникових матеріалів та вузькість діапазонів густин потоків енергії, при яких у зразках ще не утворюються тріщини і спостерігаються зміни електрофізичних властивостей, ускладнює проведення експериментів з лазерної ударно-хвильової обробки напівпровідників, що, на нашу думку, стримує розвиток цього напрямку досліджень.

Тому зміна електрофізичних параметрів матеріалів під дією лазерних ударних хвиль ще не вивчена до такої міри, щоб дозволяти впевнено керувати такими змінами без руйнування зразків.

На даний час досліджується вплив лазерних ударних хвиль на широкий спектр напівпровідникових матеріалів, у тому числі матеріалів типу $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ та аналізуються фізичні процеси, що відбуваються в них. Однак роботи, присвячені проблематиці лазерного ударно-хвильового впливу, проводяться в основному за сталої кімнатної температури, що певною мірою зумовлено складністю таких експериментів.

Дослідження, проведені авторами робіт [4, 39, 67, 77, 87, 103], дозволили ідентифікувати утворення в кремнії кількох типів дефектів при проходженні ударних хвиль малої амплітуди. Пізніше результати були узагальнені з точки зору модифікації матеріалів [8]. У ниткоподібних кристалах n -Si 0,8 Ом·см при низьких температурах 120 – 160 К спостерігається відпал неорієнтованих дивакансій. Вище 300 К в n -Si спостерігається чотири стадії відпалу [87]. Перша (330 К – 410 К) відповідає відпалу Е-центрів. Друга стадія (500 К – 620 К) відповідає відпалу дивакансій з енергетичним рівнем 0,43 еВ та енергією активації 1,4 еВ. Третя (730 К – 810 К) і четверта (880 К – 940 К) відповідають складним дефектам. На четвертій стадії відпалюються дефекти з глибоким акцепторним рівнем та енергією активації 5 – 6 еВ. Виникнення складних дефектів у напівпровідниках у результаті дії на них лазерних ударних хвиль впливає також і з електронно-мікроскопічних досліджень.

Результати експериментів при багаторазовому опроміненні напівпровідників можна інтерпретувати на основі механізму утворення дефектів у матеріалах при ударно-хвильовій обробці [82] та особливостями розсіювання енергії ударної хвилі на нерегулярностях решітки.

Дефекти, що утворюються в матеріалі при його ударно-хвильовій обробці, є новими центрами розсіювання ударної хвилі, а тому кількість створюваних дефектів пропорційна до кількості вже існуючих. Початковими центрами розсіювання ударної хвилі можуть бути важкі атоми легуючих елементів [70], які через більшу інертність вибивають сусідні атоми зі своїх місць при проходженні через них фронту ударної хвилі. Додаткове розсіювання ударної хвилі може також відбуватись як на міжвузлових атомах, вакансіях, так і на легших атомах домішки.

Локалізація дефектів навколо важких домішок і локальність зони лазерного впливу призводить до появи перепадів концентрації носіїв у різних областях матриці та появи потенціальних бар'єрів, що аналогічно до утворення в матеріалі розвпорядкованих областей при дії на нього іонізуючого випромінювання [67].

Необхідно відзначити, що кілька груп дослідників [71, 72, 104] використовувало методику, розрахункові формули та модель фононного механізму розсіювання енергії при дії лазерних ударних хвиль для інтерпретації та пояснення отриманих ними результатів. Це є ще одним доказом працездатності та ефективності моделі В.О. Янушкевича.

Для дослідження змін структури та морфології приповерхневих шарів, умов генерації дефектів у зразках CdTe, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при проходженні лазерної ударної хвилі [72], та напівпровідниках груп $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ (PbTe і $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) [71] застосовувалася методика опромінення зразків з екрануванням їх поверхні від прямого лазерного впливу, що представлена в роботі [67]. Згідно з цією методикою опромінення проводились експерименти і в роботі [72], де досліджувались електричні та фотоелектричні властивості високоомних кристалів p -CdTe, зміни часу життя нерівноважних носіїв заряду при дії лазерних ударних хвиль. При малих тисках ударної хвилі концентрація

нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) зростає по експоненті, а насичення досягає при тиску ударної хвилі більше 3 кбар. Час релаксації ННЗ залежить від тиску ударної хвилі, що пройшла через кристал. Необхідно відзначити, що амплітуда цієї хвилі, з урахуванням відбивання на межі поділу фольга – смола та смола – кристал визначалася за формулою, що наведена в роботі [37]. Зі збільшенням тиску ударної хвилі до 2,5 кбар час релаксації ННЗ зменшується, а при подальшому збільшенні тиску ударної хвилі в області насичення час релаксації змінюється слабо, що на основі та у відповідності з результатами роботи [4] пояснюється генерацією ННЗ з глибокорівневих точкових дефектів (пасток), а насичення при збільшенні тиску лазерної ударної хвилі вище 3 кбар – накопиченням генерованих ударною хвилею залишкових дефектів. Відомо, що під дією лазерних ударних хвиль на напівпровідники в них утворюються пари Френкеля, окремі вакансії та міжвузлові атоми, які здатні вступати у взаємодію з атомами домішок і утворювати стійкі комплекси дефектів [4, 73, 105]. Багаторазове опромінення зразків у режимі генерації ударних хвиль призводить до накопичення стійких дефектів, що спостерігається в напівпровідниках при їх радіаційному опроміненні [106].

Серед інших робіт цієї групи можна відзначити роботу [104], в якій досліджена динаміка модифікації поверхні кристалів р-CdTe під дією імпульсного рубінового лазера і наголошується на ролі лазерної ударної хвилі в утворенні ділянок стиску в зразку та виникненні в результаті цього кластерів.

Лазерні ударні хвилі можуть служити не тільки способом обробки матеріалів, але й методом діагностики властивостей матеріалів. Наприклад, у роботах [88, 107] наведено оригінальні результати з дослідження ударно-хвильової дії на плівки та можливість практичного застосування лазерної ударної хвилі для визначення адгезійної міцності плівкових структур виробів електронної техніки. Причому, на відміну від [74], опромінення проводиться з боку підкладки, а основну роль у пошкодженні відіграють розтягуючі напруження, викликані лазерною ударною хвилею.

Дослідження дифузійних процесів у напівпровідниках з р-n-переходами при дії лазерних ударних хвиль показало, що на границі р- і n-областей найбільш значний ефект – розсіювання імпульсу тиску [103]. Це призводить до збільшення градієнта концентрації домішок та зміни вольт-фарадних та вольт-амперних характеристик досліджуваних структур.

Аналіз опублікованих робіт свідчить, що останнім часом переважно досліджується вплив лазерних ударних хвиль на конструкційні параметри металів та металічних сплавів і значно менше – на електрофізичні властивості напівпровідників [71, 101, 104, 107, 109, 110].

На основі досліджень, виконаних з металами при дії на них лазерних ударних хвиль, визначені головні особливості такого впливу. Насамперед вони пов'язані з утворенням підвищеної концентрації дефектів. Висока концентрація та рухомість точкових дефектів, викликаних лазерною ударною хвилею, дозволяють отримати впорядкований стан системи, чого важко досягнути термічними методами. При цьому пластична деформація, притаманна

металевим матеріалам, супроводжується утворенням дефектів і може бути як основним, так і побічним фактором. Як бачимо з наведеного огляду літератури, в основному відомі загальні особливості утворення лазерних ударних хвиль, структурні зміни ряду металів під дією лазерних ударних хвиль та деякі можливості їхнього практичного застосування, насамперед як фактора механічної обробки при ударно-хвильовій дії в діапазоні тисків 10 – 100 ГПа.

Слід відзначити, що переважаюча кількість робіт, проведених з дослідження впливу лазерних ударних хвиль на матеріали на теренах СРСР та в пострадянських країнах, стосується переважно фізики процесів, у той час, як розробки закордонних лабораторій в основному спрямовувалися на вирішення конкретних технічних завдань із застосування лазерної ударно-хвильової обробки [52, 82, 111-113]. Закордонні автори в роботах, присвячених лазерній ударно-хвильовій дії, часто порівнювали дану обробку із обробкою шротами [112]. Традиційно поверхневий шар деталей авіаційних двигунів зміцнювався за допомогою дробоструйної обробки шротами діаметром менше міліметра. При цьому приповерхневий шар дещо зміцнюється при одночасному збільшенні шорсткості. Це, в свою чергу, погіршує аеродинамічні властивості лопаток авіатурбін і знижує ефективність роботи двигуна. Тому лазерний метод є вигіднішим. Він давно використовується в Battle Columbus Laboratory (США), Cooperation Laser Franco Allemande (Франція) та інших. Нестационарні фізичні процеси, що відбуваються в наношарі за наносекунди, вимагають розроблення нових математичних та фізичних моделей.

У період становлення лазерної техніки і з переходом до коротших лазерних імпульсів увага приділялася вивченню фізичних явищ, що відбуваються при лазерній ударно-хвильовій дії з акцентуванням на фізичних механізмах процесів, що протікають у матеріалах [21, 23, 24, 33, 35, 48, 114]. Автор оглядової статті [41] відзначив перспективність цього напрямку застосування лазерних ударних хвиль малої амплітуди як прикладу лазерно-акустичної дії на фізико-хімічні властивості й структуру твердого тіла. Вказується, що лазерні ударні хвилі малої амплітуди можна розглядати як один із видів лазерно-акустичної технології. Даний підхід до розгляду лазерних ударних хвиль малої амплітуди зумовлений тим, що процес виникнення лазерних ударних хвиль аналізується із позицій нелінійної акустики. В роботі відзначається можливість впливати на концентраційний профіль сумішей (наприклад, у напівпровідниках) шляхом зміни фокусування лазерного променя. На переваги лазерної обробки поверхні сталей в ПКС у режимі генерації ударних хвиль в порівнянні з обробкою ультразвуковими хвилями з точки зору якості поверхні вказується в роботі [115]. Цікавою з точки зору можливостей застосування лазерних ударних технологій із використанням твердотілих лазерів із Nd:YAG-випромінювачем 50 нс тривалістю імпульсу та невисокою енергією (0,5 Дж) при високій частоті генерації імпульсів до 20 кГц є робота спеціалістів із Колумбійського університету США [116]. У ній представлено результати з моделювання та експерименти з опромінювання в ПКС мідної фольги через алюмінієвий екран лазером на довжині хвилі 355 нм.

При цьому густина потоку складала $2,8 - 4,2 \cdot 10^9$ Вт/см². Для дослідження структури поверхні були використані оптичний та скануючий електронний мікроскопи, профілограф, а напруження визначались за допомогою спеціально розробленої Х-променевої методики. В роботі враховані особливості розподілу енергії по світловій плямі, що важливо при малих розмірах плями (її діаметр в експериментах складав близько 12 мкм) відносно розмірів зразка (площа 10 мм²). Розподіл тиску по поверхні обчислювали за формулою

$$P(r, t) = P(t) \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right), \quad 1.15$$

де r – відстань від центра плями; r_0 – радіус лазерної плями.

Було показано, що для лазерного променя діаметром 12 мкм при енергії 240 мкДж у площині поверхні зразка міді виникають на площі двох діаметрів стискаючі напруження, а в глибину обробленої мішені стискаючі напруження 150 МПа проникають на 70 мкм.

Автори відзначають, що лазерні ударні хвилі є перспективними для застосування в технологіях розроблення мікроелектромеханічних систем (скорочено MEMS), де часто виникає необхідність надати певний розподіл напружень у матеріалах чи змінити існуючий їх розподіл, що залишився після певних технологічних операцій. При цьому наголошується, що можна створювати бажану картину розподілу металічних складових конструкції на макрорівні. Це стосується, наприклад, таких MEMS, як мікроелектродвигуни та мікрровимикачі, де на безвідмовність роботи систем впливає повзучість та інші механічні якості металів (мідь, нікель, алюміній, сталь) і покриттів.

Слід відзначити, що в основу розрахунків даних робіт, включаючи моделювання процесів лазерної ударно-хвильової обробки, покладені фундаментальні принципи, сформульовані в [1, 2, 5], а застосовані експериментальні методики включають як найпростіші та широковживані (наприклад, зняття профілограм), так і нові, значно складніші та інформативніші (в т.ч. синхротронне Х-випромінювання).

На основі аналітичних і числових розрахунків автори показали, що на швидкість ударної хвилі і її послаблення впливає напруження в режимі пластичної деформації як при LPF, так і LSP-обробці. Під LSP (laser shock reening) розуміють лазерну ударно-хвильову обробку поверхні, а під LPF (laser reep forming) – комплексну теплову та лазерну ударно-хвильову обробку зі зміною форми опромінюваних зразків (лазерно індуковане формоутворення).

Слід відзначити, що останнім часом значна кількість робіт присвячується комп'ютерному моделюванню лазерних ударно-хвильових процесів [117-123]. Наприклад, у роботі [122] показано, що 3D метод скінченних елементів є ефективним методом передбачення змін механічних властивостей матеріалів під дією лазерних ударних хвиль. Завдяки ньому автори визначали залежність глибини змін напружень у сталі 35CD4 50HRC від кількості імпульсів та показали, що при цьому в певний момент настає насичення, яке характеризується постійною величиною напружень. Воно спостерігається на глибині приблизно 1,1 мм як при одному, так і при декількох пострілах по тому

ж самому місцю зразка. Особливістю розрахунків є використання числових даних для лінз, які формують прямокутні зони опромінення. Це свідчить, що методи керування лазерним променем відомі з лазерної термообробки використовуються і при лазерній ударно-хвильовій обробці.

В останні роки значну увагу почали звертати на лазерну ударно-хвильову дію при абляції та на її практичне використання в технологічних процесах як один із прогресивних альтернативних до класичних методів обробки матеріалів з прогнозованою модифікацією їх властивостей [113, 124, 125].

1.4. ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ УДАРНИХ ХВИЛЬ

Створення нових та вдосконалення існуючих джерел лазерного випромінювання, освоєння нових діапазонів довжин хвиль, тривалостей та інтенсивностей імпульсів призвело в даний час до розширення досліджень, пов'язаних з практичним використанням лазерної техніки та лазерної ударно-хвильової технології в різних типах задач наукового та прикладного характеру для потреб промисловості й медицини.

Можливість генерування ударних хвиль за допомогою лазерних імпульсних променів було виявлено в першій половині 60-х років [21, 23, 35]. Послідовне вивчення умов підсилення амплітуди хвиль напружень та їх переходу в ударні хвилі [1, 23, 24, 33, 41, 48, 51, 126] показало можливість здійснювати пластичні деформації в металевих мішенях і дало можливість почати використовувати лазерні ударні хвилі в прикладній технології [23, 52, 62, 116, 127-129], не зважаючи на недостатню повноту вивчення процесу лазерної ударно-хвильової дії.

На нашу думку, наведена в цьому розділі загальна інформація, призначена для широкого кола читачів, буде сприяти інтенсивнішому впровадженню лазерів в інженерній практиці, але уже як джерел лазерного ударно-хвильового впливу. Звичайно, спеціалісти в області лазерних технологій можуть цей розділ пропустити.

Технологічні перспективи лазерів як джерел концентрованих потоків енергії (КПЕ) відомі ще із 1960 року, після створення Г. Мейманом першого лазера на рубіні. На відміну від інших типів КПЕ (іонні пучки, електрони, низькотемпературна плазма), лазерне випромінювання – це вимушене монохроматичне випромінювання, що охоплює широкий діапазон довжин хвиль $10^{-7} - 10^{-4}$ м (від ближньої ультрафіолетової області до інфрачервоної області спектра, включаючи видиму). Хоча повний діапазон довжин його хвиль приблизно 0,1 – 1000 мкм, проте довжини хвиль крайніх ділянок спектра мають на даний момент лише експериментальні лазери. Сучасні лазери, які використовуються на практиці, генерують випромінювання з довжиною хвиль $0,3 \div 10,6$ мкм.

Існують різні підходи до класифікації лазерів. Найпоширенішими в інженерній практиці є такі:

1. За способом накачування лазера, тобто за методом переведення атомів робочої речовини у збуджений стан. Із них відомі:

а) оптичні. В якості активуючого фактора використовується електромагнітне випромінювання, відмінне за від того, яке генерує апарат (інший лазер, лампа та ін.);

б) електричні. Збудження атомів робочої речовини здійснюється за рахунок енергії електричного розряду (в тому числі іонні лазери та лазери на парах металів);

в) хімічні. Для накачування цього виду лазерів використовується енергія хімічних реакцій.

2. За потужністю генерованого випромінювання лазери поділяють на:

а) низькоінтенсивні (генерують потужність світлового потоку порядку міліват);

б) високоінтенсивні (генерують випромінювання з потужністю від ват до кіловат у неперервному режимі та від мегават до гігават в імпульсному).

Деякі дослідники виділяють спеціальну групу лазерів з середньою інтенсивністю.

3. За режимом роботи лазери поділяють на:

а) імпульсні;

б) імпульсно-періодичні;

в) лазери неперервної дії.

Загальноприйнятим є поділ лазерів за **агрегатним станом активного середовища** на:

а) твердотілі;

б) рідинні;

в) газові.

В окрему групу виділяють напівпровідникові, хоча в квантовій електроніці напівпровідники відносять до твердих тіл, а також останнім часом ще й оптоволоконні лазери (fiber-glass lasers).

У оптоволоконних лазерах генерація випромінювання відбувається безпосередньо у волокні. Основним матеріалом оптичних волокон служить надчистий плавлений високопрозорий кварц (оптичні втрати в ньому складають лише кілька відсотків на кілометр довжини). Активним елементом (активним середовищем) у таких лазерах служить оптоволокно, леговане рідкоземельними елементами, а модулем накачування – світлодіоди або лазерні діоди. Не зважаючи на зростаючий прогрес якості оптоволоконних лазерів, розширення діапазону їх потужностей та тривалостей імпульсів у багатьох випадках, у т.ч. і при ударно-хвильовій обробці, твердотілі лазери залишаються незамінними на даний час.

Твердотілі активні елементи складаються з матеріалу, у який внесено іони, що випромінюють. До найвідоміших відносяться три матеріали, які найбільше використовуються: окис алюмінію, легований іонами хрому (рубін),

скло з неодимом (Nd: glass), ітрій-алюмінієвий гранат ІАГ (Nd: YAG). Основні параметри лазерних випромінювачів визначаються легуванням матриці певним типом іонів, у той час, як багато технічних характеристик, в тому числі й довжини хвилі, залежать від матеріалу. Рубін випромінює у видимій області спектра на довжині хвилі 694 нм, неодимові активні елементи працюють в області 1060 нм.

Основні вимоги до кристалів, які використовуються в якості випромінювачів:

- а) малі втрати енергії, зумовлені власним і домішковим поглинанням на частотах накачки й генерації;
- б) висока теплопровідність;
- в) відсутність оптичних та інших неоднорідностей, а також і локальних механічних напружень;
- г) висока механічна міцність, термічна і хімічна стійкість;
- д) стійкість до потоку ультрафіолетового випромінювання від лампи накачки та ін.

Кристалічні лазерні речовини можна класифікувати за спектроскопічними властивостями іонів-активаторів або за кристалохімічною структурою матриці, що є зручнішою, адже така структура є найхарактернішою основою для об'єднання матеріалів за оптичними, термічними, електричними, хімічними властивостями й технологічними особливостями їх отримання [130-133].

Як уже зазначалося, перші твердотілі лазери були побудовані на рубіні. В лазерах цей матеріал має високий поріг генерації і, як наслідок, малий к.к.д. (приблизно 5%). Його вихідна потужність дуже залежить від робочої температури, що обмежує частоту повторення імпульсів кількома герцами.

В той же час, цей матеріал термічно стійкий і не боїться перегріву. До його недоліків також слід віднести те, що ціна спеціального вирощування кристалів досить висока, особливо коли стержень є великих розмірів. Останнім часом лазери на рубіні все менше застосовуються як у промисловості, так і в медицині. Однак вони залишаються важливими складовими світлотехнічних систем (голографічні установки, високошвидкісна фото- та кіноапаратура).

До твердотілих лазерів, які мають ряд переваг перед рубіновими, відносяться лазери на склі з неодимом. На їх основі можна реалізувати чотирирівневу схему генерації. У неодимового скла невисокі термостійкість та теплопровідність. При роботі лазера в періодичному режимі з невеликим часовим інтервалом між імпульсами в лазерній речовині виникають напруження, які можуть зруйнувати скло. Неактивне поглинання енергії накачки передуює появі значного виділення тепла, яке викликає деформацію стержня, що погіршує властивості активного середовища і, як наслідок, параметри випромінювання.

В режимі вільної генерації скло з неодимом має досить низький поріг генерації, при цьому енергія в імпульсі, як правило, не більше 20 Дж, що характеризує матеріал як ефективніший, якщо достатньо к.к.д. не більше 3%.

Вихідна потужність неодимових лазерів майже не залежить від робочої температури, але в основному залежить від оптичних неоднорідностей активного елемента.

Лазери на неодимовому склі використовуються, починаючи від потужних лазерних систем для проведення експериментів з термоядерного синтезу та лазерної ударно-хвильової обробки, і закінчуючи мініатюрними джерелами когерентного випромінювання для керування процесами обробки інформації. В даний час цей тип лазера є єдиним. За його допомогою передбачається здійснити керовану термоядерну реакцію з позитивним енергетичним виходом (запалення), а відповідні установки проектуються й активно створюються в США, Франції, Китаї, Росії. Підсилювальні каскади на неодимовому склі застосовуються в лазерних системах надкоротких (100 фс) імпульсів, досягаючи петаватного рівня потужності й застосовуються в задачах LSP та LSF технологій.

Значна частина енергії накачування виділяється усередині активного елемента у вигляді тепла, що призводить до його нагрівання, як правило – нерівномірного. З нагріванням пов'язані оптичні спотворення, що є одним з основних джерел аберації резонатора і підсилювальних каскадів. Механічні напруження і деформації, що з'являються під дією неоднорідного температурного поля, призводять до руйнування активного елемента. Тому температурні перепади в елементі знижують, застосовуючи такі способи:

1. Теплоізоляцію або штучне нагрівання поверхні елемента для зменшення тепловідведення (охоронне нагрівання). Це дозволяє збільшити стабілізацію частоти дотримання імпульсів, а, значить, і середню потужність, при роботі лазера серіями імпульсів (тривалість циклу визначається допустимою максимальною температурою активного середовища).

2. Модифікацію складу скла. Цей спосіб найефективніший для силікатного скла.

3. Зміну спектрального складу випромінювання **накачування** з переважанням інфрачервоного діапазону. Перспективним у цьому плані є **накачування** за допомогою напівпровідникових світлодіодів.

Однак, на наш погляд, наведена нижче інформація про лампи накачки, враховуючи їх широке розповсюдження, є корисною як для експлуатаційників лазерної техніки, так і для науковців при проведенні досліджень динаміки лазерного впливу на матеріали. В твердотілих лазерах для накачки використовують імпульсні лампи, які заповнюються ксеноном. Цей газ забезпечує вищу, в порівнянні з іншими інертними газами, світловіддачу, що пов'язано з низьким потенціалом іонізації й порівняно високою атомною масою. Оптимальний тиск ксенону складає 300 – 600 мм рт.ст. Найпоширенішими лампами є лампи серії ІФП з енергією розряду 800 – 20000 Дж, тривалістю імпульсу випромінювання 500 – 800 мкс та робочою напругою 1,5 – 5,0 кВ.

Спектр випромінювання плазми цих ламп складається з безперервного спектра випромінювання й окремих ліній, що відповідають переходам у збуджених та іонізованих атомах ксенону.

У спектральному діапазоні основних ліній поглинання неодимового скла $\approx 370 - 940$ нм, спектральний ККД ламп досягає 55% при питомій електричній потужності $E_{ел}$, що складає 300 кВт/см^3 . У спектральному діапазоні $\approx 220 - 2000$ нм $\eta = 70 - 90\%$, тобто імпульсна ксенонова лампа є вельми ефективним пристроєм, що перетворює електричну енергію, яка підводиться до неї, в енергію світлового випромінювання.

Режим модульованої добротності застосовується в даний час для розв'язування різних практичних задач: оптичної голографії, вимірювальної техніки, нелінійної оптики, технологічної обробки. Одна із них, що знайшла застосування для спрямованого керування властивостями матеріалів, – генерація лазерних ударних хвиль.

До способів модуляції добротності резонатора відносять активну модуляцію за допомогою комірок Керра або Поккельса, пасивну за допомогою затворів, що просвітлюються під дією інтенсивного лазерного випромінювання. До пасивних модуляторів відносять рідинні та твердотілі модулятори. У якості середовища застосовуються різні барвники або кристали з центрами забарвлення. У першому наближенні поглинач, що насичується, можна розглядати як дворівневу систему з дуже великим поперечним перерізом поглинання (10^{-16} см^2). Якщо потужність лазерного випромінювання, що проходить через середовище поглинача, не перевищує деякого значення W (своє для кожного виду середовища), тоді середовище сильно поглинає випромінювання, яке проходить через поглинач. У разі перевищення порогового значення потужності, середовище насичується і стає прозорим для випромінювання.

Для отримання потужних імпульсів тривалістю кілька наносекунд для активного елемента із неодимового скла ефективними виявилися твердотілі LiF затвори, критерієм якості яких служать оптичні спектри пропускання.

Кращими теплопровідністю та термостійкістю характеризуються активні елементи на основі ітрій-алюмінієвого гранату. Завдяки цьому лазери на ІАГ можуть працювати при високих частотах повторення імпульсів. Однак неодимові лазери на склі дозволяють генерувати в імпульсі набагато вищу енергію при великій площі оброблюваної поверхні й можуть використовуватися в установках для лазерної ударно-хвильової обробки як на повітрі, так і в прозорому конденсованому середовищі.

Після створення твердотілих (на кристалах і склі), газових і напівпровідникових лазерів було отримано генерацію і в рідинах. Однак у технологіях лазерної ударно-хвильової обробки вони в даний час не використовуються.

Розвиток досліджень в області взаємодії лазерного випромінювання з речовиною та початок промислового випуску потужних лазерів сприяв перетворенню лазерів із фізичного приладу в інструмент для проведення різних

технологічних процесів, пов'язаних, у першу чергу, з термічною дією. До такого виду обробки відносяться лазерне різання, зварювання, поверхнєве термозміцнення, легування. При цьому не тільки заощаджуються матеріали, але й відбувається покращення їх властивостей, яке не досягається традиційними методами обробки. Лазерні установки прикладного характеру на різних типах активних елементів описані в багатьох статтях та довідниках.

В напівпровідниковій технології широко застосовують твердотілі лазерні установки типу «Квант», «HPN-500», «БПЛ4-ИЛ», а в машинобудуванні CO₂-лазери типу «ЛГ-100», «ЛГ-100–250», «INFRA-100», автоматизовану технологічну установку «Каравела 1» та інші. Водночас зі збільшенням густини енергії та зменшенням тривалості лазерного імпульсу зростає роль лазерного ударно-хвильового впливу на матеріали. Використання лазерної ударно-хвильової обробки, яка раніше носила переважно експериментальний характер, в наш час набуває різноманітного практичного застосування.

Установки для даного типу обробки повинні відповідати певним умовам. Класифікувати фізико-технічні вимоги до світлотехнічних установок для лазерної ударно-хвильової обробки можна, поділивши їх на загальні та спеціальні.

Загальні – впливають із умови генерації лазерних ударних хвиль, що залежить від густини енергії випромінювання, тривалості імпульсу, довжини хвилі, теплофізичних та акустичних властивостей матеріалу, що обробляється в режимі генерації ударних хвиль.

Спеціальні – пов'язані зі специфікою поставлених технічних задач. Наприклад, існує помітна різниця при виборі режиму обробки напівпровідників при створенні р-п переходу та конструкційної сталі при підвищенні її корозійної стійкості. Зрозуміло, що медичні ударно-хвильові лазерні установки, які широко застосовуються в медичних клініках, повинні, в свою чергу, помітно відрізнятись від технологічних. Об'єднуючим фактором для всіх випадків при виборі необхідної лазерної техніки є вказані вище загальні вимоги [135].

При розробленні та виготовленні лазерних систем, необхідних для широкого використання лазерної ударно-хвильової обробки в технологічних процесах, необхідно брати до уваги як технічні, так і економічні чинники. Перш за все, це вимоги відносно їх ціни, ефективності та надійності в експлуатації, взаємозамінність складових при обслуговуванні та ремонті. Оптичні квантові генератори, які підходять для створення таких систем та комплексів, повинні мати енергію в імпульсі 10 – 500 Дж при його тривалості до 100 нс. На даний час – це лазери з модульованою добротністю на склі, активованому іонами неодиму, чи лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті, що працюють у близькому інфрачервоному діапазоні довжиною хвилі 1064 нм та тривалістю імпульсу 10 – 100 нс. У перспективі – це лазери з довжиною хвилі, що перелаштовується.

В таблиці 1.1 наведено типові умови та параметри широковідомих установок лазерної ударно-хвильової дії на метали та сплави при тривалостях лазерних імпульсів 0,1 – 200 нс та тисках 2 – 60 ГПа, що застосовують у технології матеріалів.

Установки, що використовуються для лазерної ударно-хвильової обробки, відрізняються своєю конструкцією та енергетичними параметрами. Найбільша кількість експериментальних досліджень, робіт із первинного оцінювання ефективності лазерної ударно-хвильової обробки матеріалів (крім медицини та біології) виконується на твердотілих лазерах із неодимовим або Nd:YAG стержнем. Це пов'язано з великою площею поверхні, що може бути оброблена за один імпульс лазером із неодимовим стержнем, високою частотою генерації лазерів із Nd:YAG стержнем та стабільністю роботи установок обох типів та їх відносною дешевизною.

Таблиця 1.1

Оброблюваний матеріал	Тип лазера	Енергія лазера (Дж)	Густина енергії (ГВт/см ²)	Тривалість імпульсу (нс)	Діаметр пучка (мм)	Поглинаючі покриття	Прозорі покриття	Тиск (ГПа)	Джерела
Zn, Al	Nd-скло	500	1	20-40		Цинк, чорна фарба (8-10 мкм)	Кварц або вода (0,3 см)	10	[128]
Fe-3wt%Si	Nd-скло	500	0,1-1	25-200			Кварц		[129]
5086-H32, 6061-T6	Nd-скло	500	1,13-4,39; 1,34-2,16	25	1-3,0; 1,6-2,0		Кварц	2-6	[130]
2024-T351, 2024-T851, 7075-T631, 7075-T73	Nd-скло			20-30	6-30	Чорна фарба	Кварц або вода		[121]
2024-T3	Nd-скло	200	4,4-12	13-18	11,4-16,3	Алюміній	Кварц		[121]
2024-T62	Nd-скло	18, 23	1,57; 7,32		6, 8	Чорна фарба (0,1 мм)	K7 скло (4,5 мм)		[56]
Гартована сталь	Nd-скло	100	$2,4 \times 10^3$	~0,6	3-3,5	Чорна фарба (40-50 мкм)	–	~2	[131]
316L нержавіюча сталь	Nd-скло	80	300	0,6	7,5	Чорна фарба	–	18	[132]
55Cl сталь, 316L нержавіюча сталь	Nd-скло		1-8		4-5	Алюмінієва фарба	Вода	2,7-6	[49]

316L нержавіюча сталь, X12CrNi12-2-2 сталь	Nd-скло	40	8-9	8-10	3-4	Алюмінієва фарба	Вода	5,5-6	[133]
Al-12Si, A356 Al, 7075	Nd-скло	80	1-8	15-30	5-12		Вода (2-5 мм)	2,5	[134]
Fe-30%Ni	KDP	4000	10^2 - 10^4	1	25	–	–		[135]
304 нержавіюча сталь	Nd-скло		2×10^2 , 2×10^3	0,6	3-6	Чорна фарба	–	15-60	[136]
18Ni (250) сталь	Nd-YAG	0,03	1×10^3	0,1	0,1	Чорна фарба (~0,1 мм)	Вода (~3,5 мм)		[137]
SAE1010 сталь	Nd-скло	5-200	120-4700	0,6	3,0-3,5	Чорна фарба (40-50 мкм)	–	<2,5	[138]
Сталь	Nd:YAG	1,2	200	8	1,5		Вода	2	[99]
Усі метали	пари міді	10-3		10	14	Чорна фарба	Епоксидна смола вода	1	Ж.Ритм

РОЗДІЛ 2

АПРОБОВАНІ СПОСОБИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ХВИЛЬОВОГО ВПЛИВУ НА МАТЕРІАЛИ

Основними елементами установки для лазерної обробки є оптичний випромінювач, система для накопичення енергії (блок живлення), система індикації параметрів лазерного випромінювання, система керування лазерним променем. Підведення енергії може здійснюватися також з двох протилежних боків зразка (наприклад, при технологічних операціях формоутворення із застосуванням лазерних ударних хвиль (LSF-технологія). При лазерній обробці світловий імпульс, що генерується оптичним квантовим генератором (лазером), формується за допомогою фокусуючої системи і концентрується на зразку, що піддається лазерній обробці. При цьому форма світлової плями може бути як круглою, так і прямокутною.

Відомі потужні лазери із твердотілими активними елементами на неодимовому склі, призначені, як правило, для виконання робіт нетехнологічного спрямування (лазерна локація, термоядерний синтез, військова справа), і тому вимагають при використанні в області лазерної ударно-хвильової обробки матеріалів додаткової модернізації. Залежно від поставленої задачі до складу установки можуть входити додаткові різноманітні приставки, що контролюють процес. При лазерній ударно-хвильовій обробці важливим є контроль тиску, який здійснюється датчиками, та контроль кількості пічків, із яких складається лазерний імпульс. Тому важливу роль відіграє система керування запуском апаратури, що контролює параметри лазерного імпульсу.

2.1. ЛАЗЕРНИЙ КОМПЛЕКС НА БАЗІ УСТАНОВКИ ГОС-1001

У лазерній ударно-хвильовій технології, залежно від поставлених завдань, найчастіше використовують один із наступних типів лазерних установок:

а) високоенергетичні лазери на неодимовому склі з великим діаметром активного елемента, що дозволяє обробляти велику площу поверхні одним імпульсом, але з малою частотою їх генерації;

б) лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті, що мають високу частоту генерації, але значно меншу площу оброблюваної поверхні за імпульс.

Розглянемо комплекс, побудований на базі лазерної установки ГОС-1001, на якому проводилися дослідження в лабораторії лазерного впливу на матеріали Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя. Він відноситься до лазерних установок, побудованих на високоенергетичних лазерах на неодимовому склі з великим діаметром активного елемента.

2.1.1. Технічні параметри та схема опромінення зразків у прозорому конденсованому середовищі

Після проведеної модернізації комплекс включає два оптичних випромінювачі з різними активними елементами, які мають спільний блок живлення, спільне керування енергією накачування, систему індикації параметрів лазерного імпульсу та додаткові структурні елементи.

Активними елементами в установці служать неодимовий та рубіновий стержні різної довжини та діаметра.

Застосування системи двох випромінювачів дозволяє:

- розширити діапазон регулювання густини потоку при різних площах поверхонь опромінюваних об'єктів;
- проводити експерименти з вивчення впливу випромінювання різних довжин хвиль і тривалостей на матеріали з різним коефіцієнтом поглинання;
- змінювати умови опромінення в ширшому діапазоні фокусування випромінювання та регулювати рівномірність поглинання енергії по об'єму;
- використовувати для отримання імпульсів різних тривалостей ширший набір модуляторів добротності.

В даній установці передбачено використання двох випромінювачів – дволампового на рубіні зі скошеними торцями та чотирилампового на неодимовому склі. Залежно від поставленого завдання, блок живлення можна включити на той чи інший випромінювач. Режим роботи установки (вільна генерація чи модульована добротність) можна змінювати, встановлюючи модулятор.

При вмиканні випромінювача з рубіновим стержнем отримуємо випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_1 = 0,69$ мкм та імпульси тривалістю приблизно 1 нс (без модулятора), а при вмиканні випромінювача зі стержнем на неодимовому склі – довжиною хвилі $\lambda_2 = 1,06$ мкм та імпульси тривалістю $5 \cdot 10^{-8}$ с при роботі з модулятором. З цією метою використовуються пасивні модулятори, які вмонтовуються в резонатори випромінювачів за допомогою спеціальних тримачів.

Основні параметри лазерної установки наведено в таблиці 2.1, а оптична схема опромінення зразків і реєстрації параметрів лазерного імпульсу та електричних сигналів з досліджуваних зразків – на рис. 2.1.

Таблиця 2.1

Основні параметри лазерного комплексу:

Довжина хвилі випромінювання	–	1,06 мкм, 0,63 мкм
Енергія накачування	–	до 5 кДж
Енергія випромінювання	–	0,5 – 1000 Дж (вільна генерація)
		0,5–25 Дж (модуляція добротності)
Тривалість імпульсу	–	10^{-3} с; $3 \cdot 10^{-8}$ с; $5 \cdot 10^{-8}$ с
Модуляція добротності	–	пасивна (фототропні розчини та LiF-затвор)
Частота імпульсів	–	до 30 імп/год
Напруга живлення	–	220/380 В, 50 Гц
Запуск установки	–	ручний, дистанційний
Індикація параметрів	–	запам'ятовуючі осцилографи
		Tektronix та типу C8-12, C8-13
Вимірювачі енергії	–	ИМО-2Н, ИКТ-1
Охолодження		примусове, двоконтурне, водяне
Розміри активних елементів:		неодим: 45×630 мм
		рубін: РЛПО2Б 12×240 мм

Енергія, що генерується лазером, реєструється вимірювачем калориметричним тепловим ИКТ-1Н і через АЦП надходить на персональний комп'ютер для опрацювання. Зміна густини потоку випромінювання здійснюється зміною розфокусування або за допомогою нейтральних фільтрів.

Момент увімкнення добротності, кількість пічків, що генеруються лазером, контролюються фотодіодом, який під'єднаний до осцилографа Tektronix. Сигнал з датчика тиску, системи дослідження температурного поля, інших приставок синхронізується з моментом генерації лазерного імпульсу й опрацьовується на персональному комп'ютері. Способи синхронізації наведено в п. 2.1.2. Наведення випромінювання в задану точку обробки здійснюється за допомогою гелій-неонового лазера, що застосовується також для юстування оптичного випромінювача установки.

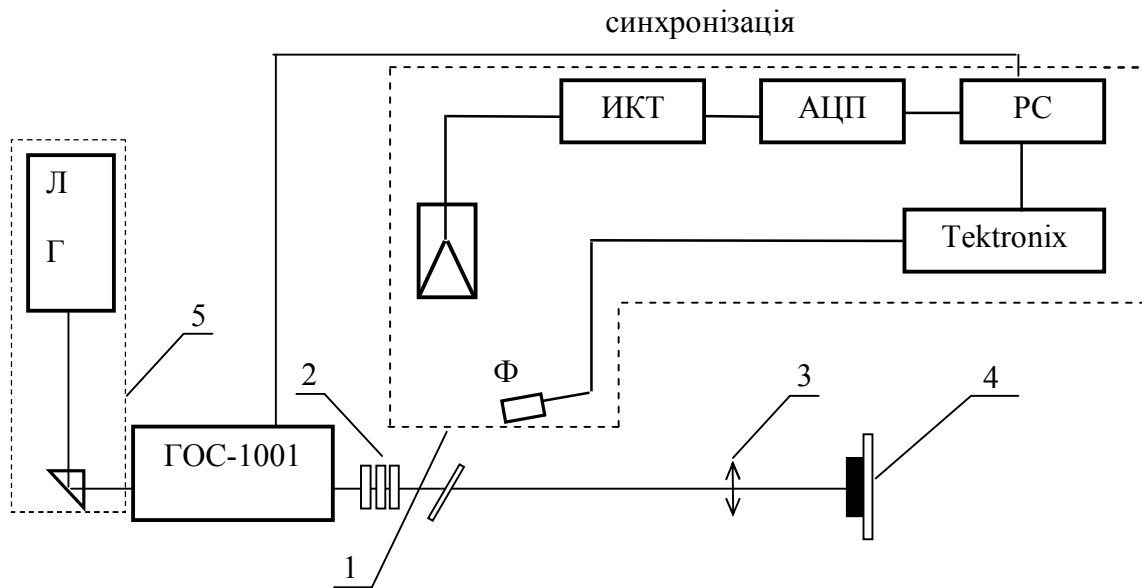


Рис. 2.1. Оптична схема опромінення зразків і реєстрації параметрів лазерного імпульсу:

- 1 – блок індикації параметрів лазерного імпульсу;
 2 – регулятор світлового потоку; 3 – система фокусування, що спрямовує промінь на об'єкт обробки;
 4 – об'єкт обробки; 5 – юстуючий газовий лазер

Даний лазерний комплекс при використанні сучасних оптоволокон може служити в якості технологічної установки на виробництві, наприклад при вирішенні завдань зміцнення границь отворів на великогабаритних виробах, зокрема в авіапромисловості і т.п.

Схема опромінення зразків у прозорому конденсованому середовищі в режимі генерації лазерних ударних хвиль

Схему опромінення зразків у прозорому конденсованому середовищі в режимі генерації лазерних ударних хвиль наведено на рис. 2.2.

Прозоре конденсоване середовище 1 обмежує розширення плазми 2, завдяки чому підвищується тиск ударної хвилі.

Екран 3 служить для захисту поверхні зразка 4 від теплової дії та є областю переходу пружної хвилі в ударну. Товщина екрана вибирається відповідно до критерію утворення лазерної ударної хвилі.

Обов'язковою умовою при лазерній ударно-хвильовій обробці матеріалів є забезпечення акустичного контакту 5 між екраном та зразком 4.

При проведенні експериментів із використанням феромагнітних порошкових матеріалів, які необхідно утримувати на опромінюваній поверхні мішені, можна використовувати запропонований в [136] пристрій для лазерного наплавлення (АС. № 1429477).

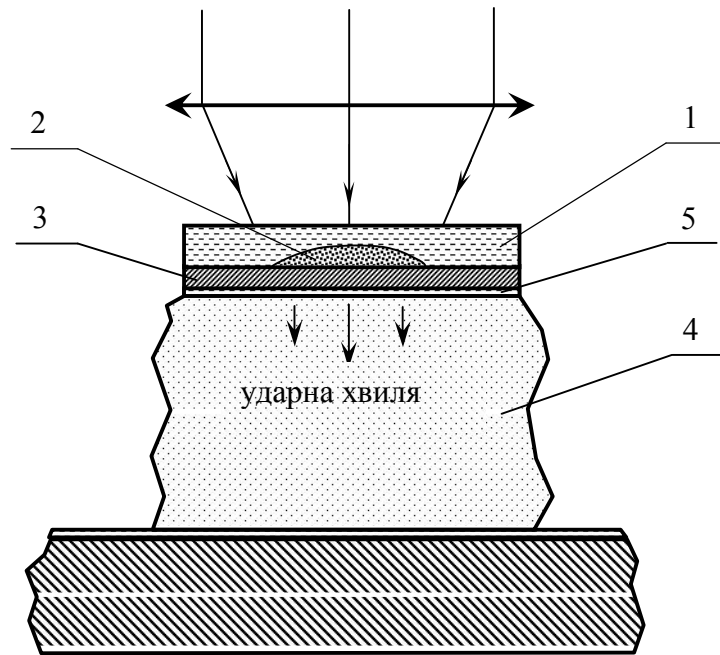


Рис. 2.2. Схема опромінення зразків у прозорому конденсованому середовищі в режимі генерації ударних хвиль:

1 – ПКС; 2 – плазма; 3 – екран; 4 – зразок; 5 – акустичний контакт

Одним із варіантів схем опромінення зразків при дослідженнях напівпровідникових матеріалів в інтервалі температур 90 – 700 К може служити схема, наведена на рис. 2.3 [137].

При опромінюванні зразок знаходиться на масивному мідному розвантажувальному імпедансному столику для лазерної ударно-хвильової обробки, який розміщують в кварцовій камері, й за необхідності нагрівають до заданої температури. Температуру контролюють за допомогою мідь-константанової термопари. Зразок екранують від прямої теплової дії лазерного променя.

При цьому вольт-амперні характеристики (ВАХ) приповерхневих шарів зразків кремнію вимірюють за кімнатної температури чотиризондовим методом. На основі ВАХ визначають електроопір.

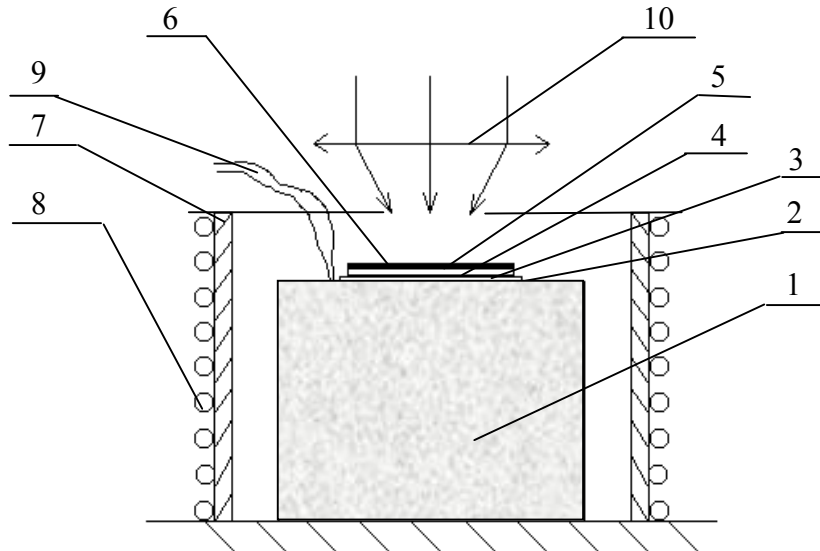


Рис. 2.3. Схема опромінення зразків монокристалічного кремнію:
 1 – імпердансний столик для лазерної ударно-хвильової обробки,
 2, 4 – шар акустичного контакту, 3 – зразок, 5 – екран, 6 – ПКС,
 7 – кварцова камера, 8 – нагрівний елемент, 9 – термопара,
 10 – оптична система формування потоку випромінювання

2.1.2. Додаткові структурні елементи комплексу

Датчик тиску

При вивченні дії лазерних ударних хвиль на матеріали особливу увагу необхідно звертати на параметри ударної хвилі. Одним із найважливіших параметрів хвилі є амплітуда імпульсу тиску, що виникає в результаті взаємодії лазерного випромінювання з речовиною. Для реєстрації імпульсу тиску лазерної ударної хвилі було сконструйовано та апробовано вимірювач тиску в експериментах, описаних у роботах [47,109, 110, 138]. Головною складовою вимірювача є датчик тиску, який працює на явищі п'єзоелектричного ефекту. На рис. 2.4 (а) наведена його принципова схема. На дні металевої ванни 1, яка одночасно служить екраном від електромагнітних наводок, закріплено п'єзоелемент 2 товщиною 2 мм та діаметром 10 мм, до якого зверху за допомогою поліуретанового клею приклеєно мідний екран 3. Для запобігання поломки п'єзоелемента хвилею розвантаження та виключення відбитої хвилі від тильної сторони, нижню частину п'єзоелемента приклеєно до узгоджуючого стержня 4.

Матеріал узгоджуючого стержня вибрано таким чином, що його імперданс є близьким до імперданса п'єзоелемента, що практично дозволяє уникнути відбиття хвилі від межі поділу п'єзоелемент – узгоджуючий стержень. Оскільки довжина узгоджуючого стержня майже на два порядки перевищує товщину п'єзоелемента, то ударна хвиля в ньому встигає повністю згаснути, і механічні

коливання системи, які при цьому виникають, вже не впливають на перший імпульс сигналу датчика тиску, який в більшості випадків і цікавить дослідників.

Так як величина сигналу виникаючої напруги прямо пропорційна прикладеному тиску, то вимірюючи напругу на п'єзоелементі, можна експериментально визначити амплітуду імпульсу тиску лазерної ударної хвилі.

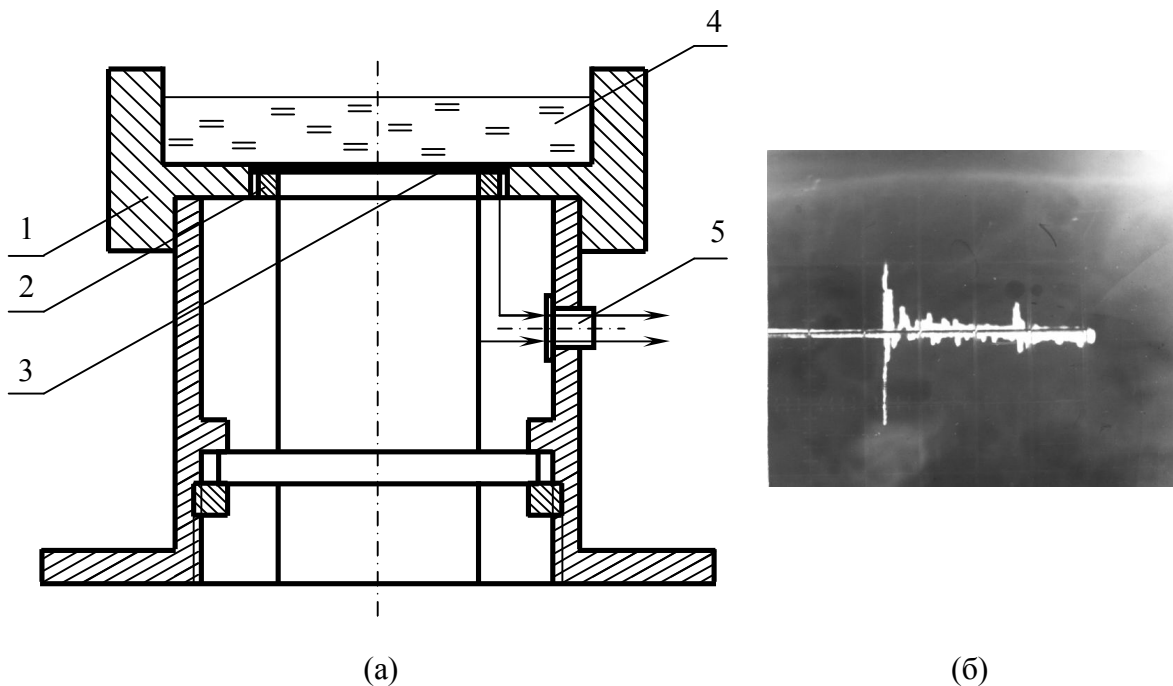


Рис. 2.4. Принципова схема датчика тиску (а)
та типова осцилограма сигналу (б):

1 – ванна; 2 – п'єзоелемент; 3 – екран; 4 – узгоджувачий стержень;
5 – роз'єм

Залежно від способу розміщення датчика можна визначати не тільки імпульс тиску, що діє на верхній шар мішені, але й амплітуду імпульсу тиску, що виходить з мішені. Якщо ж змінювати товщину мішені (наприклад, зтравлюванням), то можна визначити тиск на заданій глибині. Завдячуючи простоті та надійності конструкції, датчик дозволяє досліджувати поведінку як твердих, так і рідких матеріалів у широкому діапазоні тисків. Це дає можливість вибрати необхідне ПКС для проведення експериментів з лазерної ударно-хвильової обробки.

Типова осцилограма сигналу тиску зображена на **рис. 2.4 (б)**. Діапазон імпульсів тиску лазерної ударної хвилі, що входила в мідний екран, знаходився в межах 0,5 – 5,6 ГПа. Застосування датчика в експериментах по впливу лазерних ударних хвиль на напівпровідники [109, 139, 140] показали необхідність враховувати при обчисленні тиску як густини матеріалів, що опромінюються, так і співвідношення імпедансів опромінюваного матеріалу і

ПКС. У такому випадку похибка вимірювань при визначенні тиску не перевищує 7 – 9 %.

Для візуалізації поширення та характеру затухання лазерної ударної хвилі та експресного оцінювання глибини її дії використовувався сендвіч із політетрафторетиленової плівки товщиною 80 – 120 мкм [141].

Приставка для дослідження термоелектричних сигналів при дії лазерних ударних хвиль

Відомо, що при лазерній ударно-хвильовій обробці матеріал піддається як тепловому, так і ударно-хвильовому впливам. Для дослідження вкладу обох факторів була розроблена спеціальна методика для дослідження лазерного ударно-хвильового впливу, яка базується на порівнянні двох складових: експериментально зареєстрованого термоелектричного сигналу та математично змодельованого температурного поля. Розроблена методика моделювання температурного поля в матеріалах при опроміненні лазером у режимі генерації ударних хвиль описана в [142, 143]. Для експериментального дослідження термоелектричних сигналів у матеріалах при дії лазерної ударної хвилі створена приставка, на якій також є можливим проведення експериментів із визначення енергії, що виділяється на невиспаровуваній частині зразка під дією лазерного імпульсу з модульованою добротністю [144].

На рис. 2.5 наведено схему дослідження температурного поля (джерело та приставка).

Лазерний імпульс (1) за допомогою оптичної системи фокусування та наведення (2) потрапляє на поверхню зразка (3), який встановлюється на верхньому торці фторопластової втулки (11) і знаходиться в контакті з електродом (4), що разом із зразком утворює чутливу термопару. Електрод (4) розміщений у верхньому конусі керамічного стержня (6). В поздовжніх напрямках стержня є канали (7) і (8), через які проходять з'єднувальні провідники (9) і (10).

Термо-ЕРС, що виникає в процесі імпульсного впливу на досліджуваний зразок (3), реєструється осцилографом з пам'яттю (16). Між верхньою поверхнею досліджуваного зразка (3) та нижньою площиною притискної кришки (13) тримача розміщена теплоізолююча прокладка (5).

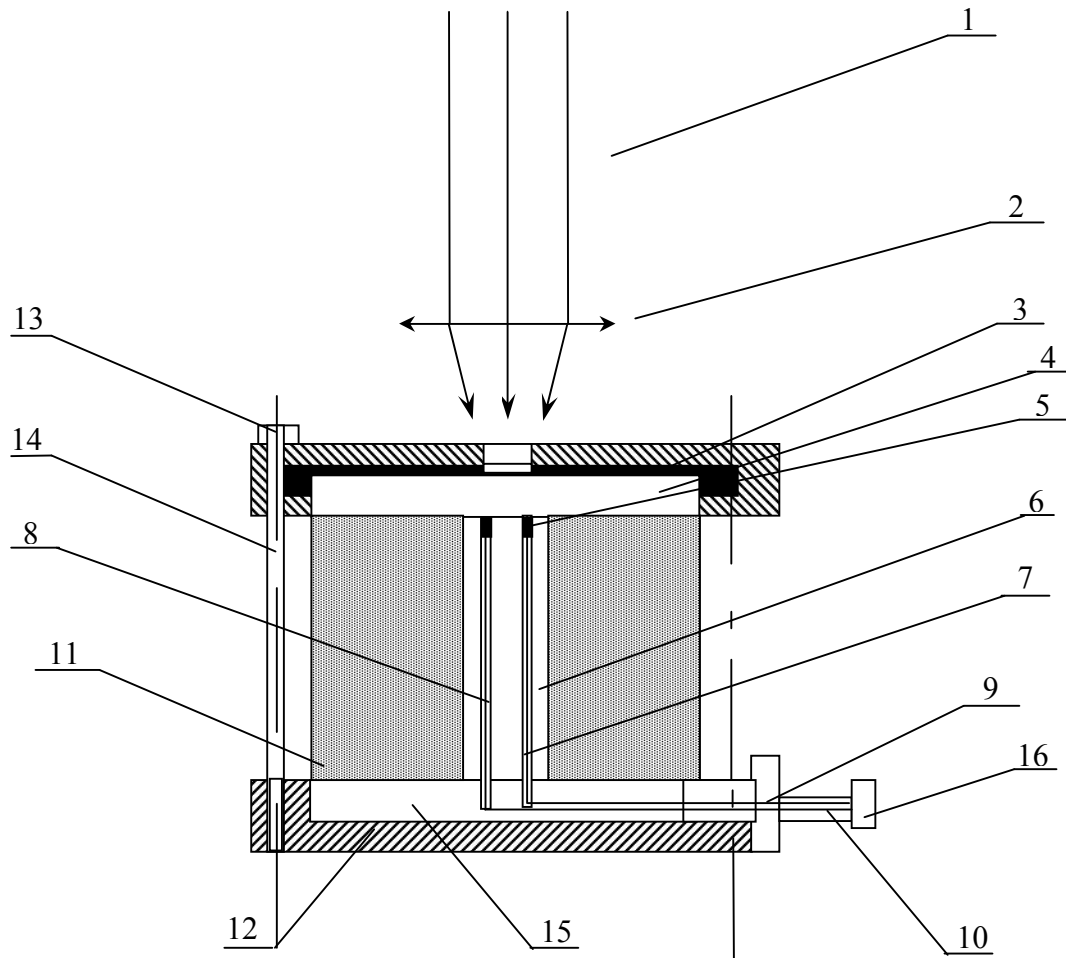


Рис. 2.5. Система дослідження температурного поля

За допомогою гвинтів (14) кришка жорстко з'єднана з нижньою основою (12) тримача. Для забезпечення надійного контакту між електродом (4) та нижньою поверхнею досліджуваного матеріалу (3) встановлено пружну прокладку (15).

Пристрій для синхронізації апаратури

Внаслідок багатфакторності впливу лазерного випромінювання на речовини (фото-, тензо-, термічні та інші ефекти) в зразках відбуваються різні процеси, що відрізняються швидкістю протікання. Залежно від процесів, які необхідно досліджувати, виникає питання синхронізації апаратури, а саме зв'язок моменту запуску осцилографа із моментом генерації лазерного імпульсу. Досвід проведення експериментів із вивчення швидкопротікаючих процесів у матеріалах при дії лазерних ударних хвиль показав, що простими й одночасно ефективними методами синхронізації апаратури можуть бути такі: від розрядного контуру ламп накачки; від фотодіода, який спрацьовує від

світлового імпульсу ламп накачки; від фотоелектронного помножувача (ФЕП) і так звана «оптоволоконна система».

При синхронізації від розрядного контуру ламп накачки запуск осцилографа здійснюється від «підпалюючого» імпульсу. Проте в експериментах із дослідження швидкопротікаючих процесів часто необхідно коригувати момент запуску реєструючої апаратури.

Якщо досліджуються сигнали при розгортках осцилографа менше 100 мкс, то іншим простим способом синхронізації є запуск реєструючої системи від фотодіода, який спрацьовує внаслідок дії світлового імпульсу ламп накачки. Але і в цьому випадку, як і в попередньому, розгортку треба запускати з контрольованою затримкою.

Сигнали, отримані методами синхронізації від розрядного контуру ламп накачки та фотодіода, який спрацьовує від світлового імпульсу, дозволяють зробити висновок про фізичні процеси, що відбуваються в установці, та про її технічний стан.

Щоб побачити початок досліджуваного сигналу, необхідно перейти до коротких розгортки. Для цього нами було розроблено кілька схем пристрою, що базуються на використанні фотоелектронного помножувача. Запуск реєструючої апаратури практично починає здійснюватися з моменту генерації лазерного імпульсу. Однак, враховуючи характеристики і особливості фотоелектронного помножувача (наприклад, спрацьовує лише при певній довжині хвилі), його використання є обмеженим. Для проведення серії експериментів технологічного характеру з періодичністю 2 – 5 хв його використання неможливе, внаслідок великого часу релаксації фотоелектронного помножувача. Крім того, для застосування фотоелектронного помножувача необхідно високе значення робочої напруги, яка керується блоком живлення й досягає 600 В.

Є сенс використовувати даний метод при проведенні одиничних спеціальних експериментів із дослідження, наприклад, поведінки напівпровідникових приладів під дією лазерних ударних хвиль, коли невідомий характер очікуваного сигналу, наприклад, момент його виникнення.

Для проведення серії експериментів доцільно використовувати метод синхронізації, який названо «оптоволоконний», із застосуванням спеціально розробленої приставки [145]. Основною складовою приставки є блок оптичної системи синхронізації, наведений на рис. 2.6.

Блок закріплено на осцилографі, що дозволяє мінімізувати «паразитні» ємності. Вхідний наконечник оптичного волокна (1) закріплюється безпосередньо біля опромінюваного зразка та може бути по-різному зорієнтований відносно лазерного променя, що падає на зразок, у тому числі на опромінювану область. Інтенсивність випромінювання, яке вводиться у світловод, регулюється нейтральними світлофільтрами та поляризатором, розташованими перед вхідним торцем світловоду.

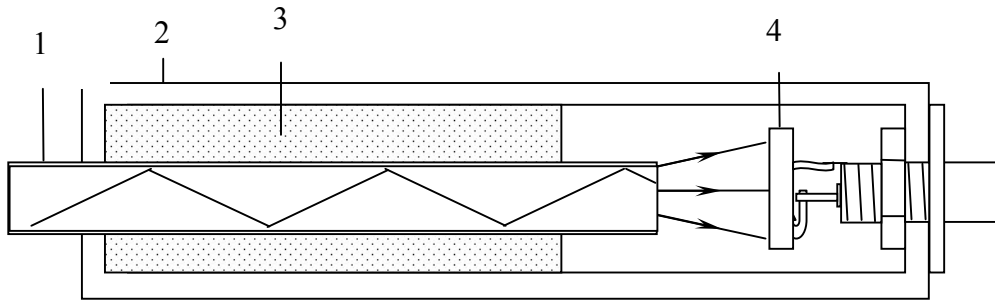


Рис. 2.6. Блок «оптоволоконної» системи синхронізації запуску осцилографа:

1 – оптичне волокно; 2 – корпус; 3 – кріплення;
4 – кремнієвий фотодіод

Оптоволоконна система виключає вплив спалаху ламп та інших фізичних процесів, які відбуваються в самій лазерній установці, на момент запуску реєструючої апаратури. Слід відзначити, що світловий сигнал, який перетворюється в електричний і подається на осцилограф з пам'яттю або персональний комп'ютер, може зніматися (залежно від поставлених завдань) з довільно вибраного місця в зоні лазерного впливу.

Експерименти показали, що затримку моменту запуску осцилографа при використанні «оптоволоконного» методу синхронізації можна зсувати на 300 мкс і більше. Це дозволяє значно підвищити точність опрацювання корисного сигналу. Важливою перевагою запропонованого «оптоволоконного» методу є також простота реалізації та відсутність спеціального джерела живлення.

2.1.3. Ефективність роботи LiF модулятора добротності лазерного комплексу на базі ГОС-1001

Лазерні ударні хвилі генеруються за допомогою лазерних установок, що працюють у субмікросекундному та нано-, піко-, фемтосекундному діапазонах. Їх складність підвищується в міру зменшення тривалості імпульсу. При генерації лазерних ударних хвиль малої амплітуди доцільно використовувати установки, що працюють у режимі модульованої добротності з пасивним затвором та генерують імпульси когерентного випромінювання тривалістю порядку $3 \div 5 \times 10^{-8}$ с та потужністю $10^8 - 10^9$ Вт/см² [8, 135, 146]. У даному режимі роботи квантового генератора розрізняють 2 етапи. На першому етапі різко збільшуються енергетичні витрати та зменшується добротність резонатора оптичного випромінювача, що досягається за допомогою затвора. Зменшення добротності призводить до зростання порогової населеності інверсних рівнів для початку генерації. На другому етапі відбувається генерація когерентного випромінювання за дуже короткий час, у результаті чого збільшується його потужність.

Відомо, що просвітлення середовища відбувається при інтенсивності насичення

$$I_s = h\nu / 2\sigma\tau, \quad 2.1$$

де σ – переріз поглинання; τ – час релаксації верхнього рівня.

Густина енергії, при якій відбувається просвітлення середовища,

$$W = I_s \ln \frac{1 + \frac{t_u}{T_0}}{\tau}, \quad 2.2$$

де t_u – тривалість лазерного імпульсу; T_0 – початкове пропускання середовища.

При вміщенні пасивного затвора в резонатор генерація починається в момент, коли густина інверсної населеності (або коефіцієнт посилення слабкого сигналу) перевищить пороговий рівень, що визначається втратами в пасивному затворі й усередині резонатора. У свою чергу, він впливає на величину напруги, що подається на лампи накачки, й потужність, яку споживає комплекс.

Перевагою пасивної модуляції добротності резонатора є те, що при такому методі відбувається природна, без залучення будь-яких додаткових апаратних засобів, модуляція добротності. Проте момент появи так званого гігантського імпульсу в цьому випадку не може бути жорстко заданий, а стабільність цього часу відносно початку накачування зумовлена стабільністю всіх параметрів лазера, в тому числі затвора. В якості модуляторів застосовують різноманітні барвники або кристали із центрами забарвлення, в тому числі й кристали LiF.

Одним із факторів, який впливає на генерацію моноімпульсів, є спосіб розміщення модулятора в резонаторі лазерної установки відносно дзеркал та активного елемента (див. рис. 2.7). Багаторічний досвід використання показує, що з появою дефектів в LiF затворах збільшується порогова енергія накачки ламп для генерації моноімпульсу. Однак при цьому затвор можна застосовувати в установці для проведення лазерної ударно-хвильової обробки, змінюючи умови випромінювання.

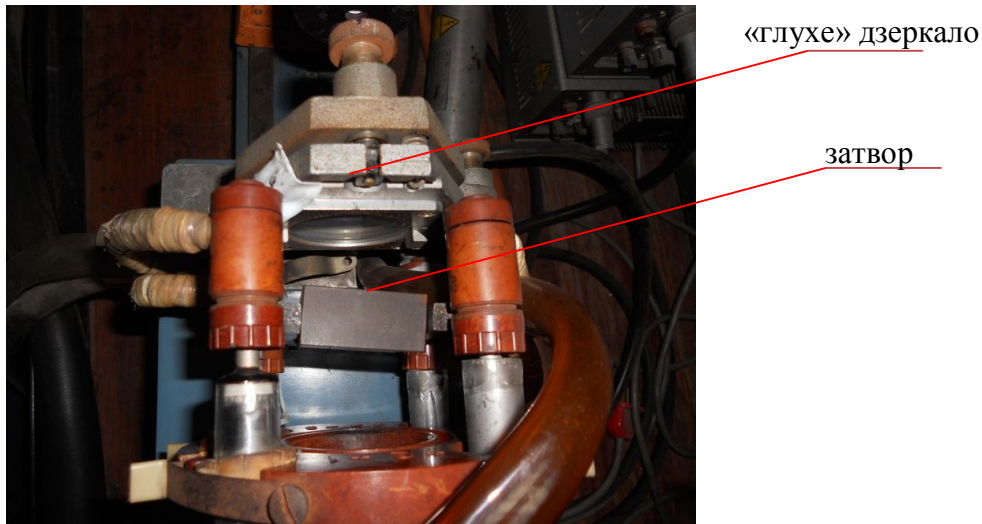


Рис. 2.7. Фото модулятора

Спектри дефектної та бездефектної області LiF затвора

В роботі [147] проведено експериментальні дослідження оптичних спектрів LiF затвора як бездефектної, так і дефектної області, та їх вплив (дефектів) на енергетичні параметри лазерного випромінювання. Визначені загальні розміри дефектної області шляхом дослідження інтегрального пропускання й досліджено роль розміщення дефектів у резонаторі на енергетичні параметри лазерного імпульсу та його пічковість.

Оптичний спектр поглинання у дефектній та бездефектній областях визначався за допомогою спектрофотометра Lambda 25 у діапазоні 0,4 – 1,06 мкм. Експерименти проводились при температурі 300 К.

На рис. 2.8 наведено спектр пропускання LiF затвора в області без дефектів (верхня крива) та в області дефектів (нижня крива). Як бачимо з рис. 2.8, пропускання зростає зі зростанням довжини хвилі, починаючи від 0,64 мкм.

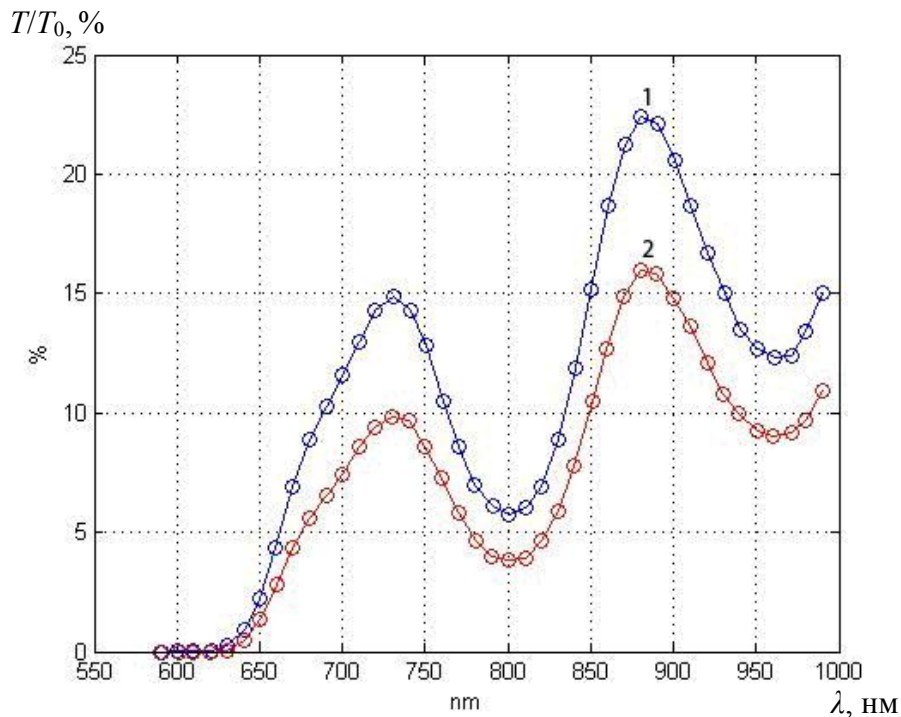


Рис. 2.8. Спектр пропускання LiF кристалу:
1 – бездефектна область; 2 – дефектна область.

Спостерігаються два максимуми в спектрі пропускання, яким відповідають довжини хвиль 730 нм і 880 нм (ближня ІЧ область). Ширина смуги першого максимуму пропускання, що лежить у видимій області спектра, для бездефектної області на рівні 0,707 становить 70 нм, а для області з дефектами – 90 нм. Ширина смуги другого максимуму пропускання, що лежить у невидимій області спектра (близькій інфрачервоній), для бездефектної області на рівні 0,707, як і для дефектної, становить 80 нм.

Аналіз форми спектрів дефектної та бездефектної областей показує, що LiF затвор з дефектами помітно змінює тільки величину оптичного пропускання, в той же час залишаючись працездатним. Оптична густина в області довжин хвиль 400 – 600 нм у дефектній області зростає, що видно при збільшенні чутливості спектрометра.

Основні смуги поглинання відповідають смугам накачки неодимового стержня оптичного випромінювача лазерної установки ГОС-1001. Відмінності, помітні в спектрах дефектної та бездефектної областей кристала, як показано далі, впливають на умови генерації пічків. Дослідження дефектної області LiF затвора лазерної установки здійснювалося методом пропускання світлового потоку на лінійному фотометрі.

Даний метод дозволяє оцінити розміри дефектів, які, як видно з дослідження розподілу енергії по світловій плямі на фотопапері, впливають на генерацію випромінювання.

Суть методу полягає в тому, що на затвор направлявся світловий потік випромінювання ртутної лампи високої потужності та з широким спектром. Відстань від джерела світла до екрана становила 96 см, а до затвора – 74 см. При освітленні бездефектної області зображення, що спостерігалось на екрані, мало форму плями малинового кольору. Інтенсивність даної плями всюди була однаковою, проте краї розмиті. Радіус розмитої частини становив $1/15$ радіуса плями.

При розміщенні затвора так, щоб світловий пучок від джерела нормально падав на дефектну область, на екрані утворилося зображення у вигляді плями малинового кольору з затемненим центром. Це показує, що в області затвора, де зосереджені дефекти, пропускання випромінювання значно послабилося.

Результати даного експерименту корелюють з результатами з дослідження розподілу енергії, що випромінюється лазером по перерізу світлової плями при його роботі в режимі модульованої добротності. Область затвора з дефектами не повністю пропускає випромінювання, саме тому опромінена область має вигляд несиметричної відносно центру, нерівномірної опроміненої плями.

За допомогою діафрагм, масок цей недолік сучасних спеціальних оптичних і електронно-оптичних систем може бути усунений, а установка може використовуватися для лазерної ударно-хвильової обробки.

Залежність енергії та стабільності генерації лазерних пічків від орієнтації LiF затвора в резонаторі

В лазерній ударно-хвильовій технології важливою є відтворюваність результатів обробки. Тому роль може відігравати не тільки величина генерованої енергії, що визначає тиск лазерної ударної хвилі, а й стабільність порога генерації та кількість моноімпульсів (пічків).

Ми провели експерименти з дослідження впливу розміщення дефектної області модулятора в резонаторі відносно дзеркал на енергетичні характеристики лазерного імпульсу та на генерацію лазерних моноімпульсів [147].

Дослідження проводилися з LiF затвором із дефектною областю, площа поверхні якої складала 1,2% від загальної площі модулятора. Система реєстрації дозволяла спостерігати часові характеристики генерації лазера, число імпульсів генерації та енергію генерації за один імпульс накачки лампи. Без затвора, як відомо, лазерна установка ГОС-1001 працює у режимі вільної генерації. Експерименти показали, що можливі такі положення затвора із дефектами, при яких затвор повністю не спрацьовує і спостерігається режим вільної генерації. Це відбувається внаслідок змін співвідношення порогової населеності інверсних рівнів та населеності, досягнутої накачкою ламп в експерименті.

При зміні положення затвора відносно дзеркал змінюється енергетична умова генерації лазерних імпульсів і змінюються порогова напруга накачки, енергія лазерного імпульсу та кількість пічків в імпульсі (див. табл. 2.2). Під «пічками» ми розуміємо кількість моноімпульсів, що генерується за один імпульс накачки. При цьому енергія імпульсу в положенні дефектної області затвора ближче до дзеркала, ніж до активного елемента, зменшується в 1,5 – 2 рази при максимальній енергії накачки 15 кДж.

Коли максимум дефектної області знаходиться в положенні 3, спостерігається найменш ефективна робота затвора, якщо її розглядати з точки зору стабільності генерації по кількості пічків.

Як бачимо з таблиці 2.2, внаслідок зміни положення пошкодженої області спостерігається перехід з однопічкового до двопічкового та трипічкового режиму при різних значеннях напруги накачки лампи.

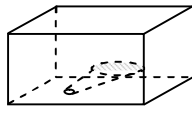
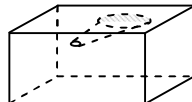
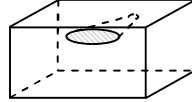
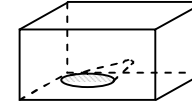
В положенні 1 і 2 спостерігається найвища стабільність спрацювання затвора. При зміні напруги накачки в положенні 1 спостерігається збереження двопічкового режиму, а в положенні 2 – однопічкового.

В положенні 3 і 4 спостерігається нестабільність спрацювання затвора як по кількості пічків, так і по енергії на один пічок. В положенні 3 при одній і тій же напрузі накачки генерується різна кількість моноімпульсів (від одного до трьох). Подібна картина спостерігається і при положенні 4. Одночасно енергія, яка припадає на один пічок у положенні 4, є помітно більшою, ніж у положенні 3.

Отримані результати можна пояснити неоднорідністю густини потоку випромінювання на різних ділянках резонатора внаслідок дефектності LiF затвора, а також збільшенням втрат на люмінесценцію при генерації моноімпульсу в дефектній області затвора.

Це впливає на характер розвитку окремих типів коливань, крутизну фронту генерованого імпульсу, інтервал часу між виникненням пічків. Типовий час від початку включення накачки до моменту генерації становить 600 – 700 мкс, а інтервал часу між сусідніми пічками 60 – 160 мкс. Момент генерації першого пічка лазерного імпульсу залежить від кількості пічків, при цьому час зсуву досягає 100 мкс.

Таблиця 2.2

	<i>Положення дефектної області затвора</i>	<i>U, кВ</i>	<i>E, Дж/см²</i>	<i>Пічки</i>
1		2,475	0,75	2
		2,525	2,3	2
		2,425	1,5	2
		2,525	4,6	2
		2,5	5,5	3
2		2,525	5,5	1
		2,625	3,6	1
		2,6	5,5	1
		2,675	5,5	2
3		2,525	6,4	3
		2,5	6,4	2
		2,5	6,4	2
		2,5	6,4	1
4		2,475	3,4	2
		2,5	6,4	2
		2,4	1,5	1
		2,425	3,4	1

Для дослідження особливостей режиму генерації (пічковості) при різній орієнтації дефектної області відносно активного елемента необхідно було проаналізувати момент генерації моноімпульсів. Це здійснювалося на основі аналізу сигналу, викликаного процесом люмінесценції від активного елемента (неодимового стержня).

Експерименти показали, що час життя люмінесцентного метастабільного рівня $F_{3/2}^4$ для стержня зі скла Nd^{3+} в установці ГОС-1001 складає величину порядку 1000 мкс.

При збудженні активного середовища лазерної установки випромінюванням накачки відбувається інтенсивна люмінесценція з максимумом на довжині хвилі 0,9 мкм та 1,06 мкм.

На рис. 2.9 зображена типова осцилограма при генерації двопічкового імпульсу.

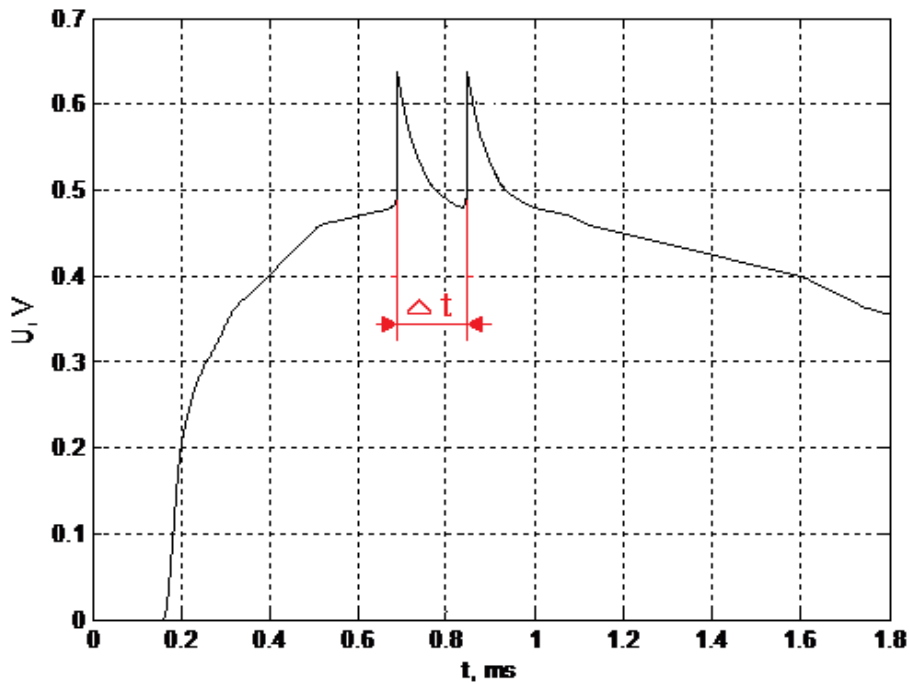


Рис. 2.9. Осцилограма генерації двопічкового лазерного імпульсу

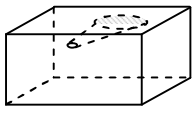
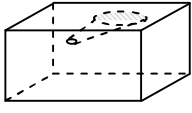
На фоні сигналу, викликаного люмінесценцією, що супроводжує генерацію лазерного імпульсу, бачимо 2 пічки. Як бачимо з осцилограми, під час генерації лазерного імпульсу другий пічок з'являється приблизно через 160 мкс після появи першого пічка. Експерименти показали, що його поява при лазерному «пострілі» з різними напругами накачки коливається в границях 60 – 160 мкс. Однак закономірності моменту появи пічків від напруги накачки не встановлено: залежність носить стохастичний характер, на який впливає й швидкість накачки, частота її повторення та ефективність системи охолодження установки.

Неповне закриття затвора пов'язане зі зміною його коефіцієнта поглинання в області дефектності. Це призводить до того, що при різних положеннях затвора й постійному значенні енергії накачки змінюється кількість моноімпульсів за один спалах лампи накачки, а також момент генерації лазерного моноімпульсу. Генерація лазера залежить від глибини розташування вершини конуса дефектів. Коли вершина конуса знаходиться на більшій відстані від «глухого» дзеркала (положення 3 і 4), тоді маємо однопічкову генерацію з енергією імпульсу $1,5 \div 3,4$ Дж. При ближчому розташуванні до дзеркала (положення 2) маємо генерацію одно- або двопічкового імпульсу з енергією $1,5 \div 3,6$ Дж.

У результаті проведення серій експериментів було обрано положення модулятора, що відповідає оптимальному режиму генерації лазерних імпульсів, і дозволяє керувати генерацією моноімпульсів на один спалах ламп накачки, змінюючи величину енергії ламп накачки (положення 2).

Як бачимо з табл. 2.3, у межах значень напруги накачки 2,550 – 2,625 кВ стабільно генеруються однопічкові імпульси. При зменшенні напруги на 50 В до 2,525 кВ імпульс складається із двох пічків, а якщо зменшити напругу накачки до 2,475 кВ, то імпульс складається з трьох пічків. В окремих випадках траплялася генерація однопічкового лазерного імпульсу при положенні модулятора 2 при напрузі накачки 2,675 кВ, а також генерація трипічкового лазерного імпульсу при напрузі накачки 2,475 кВ. Із результатів, наведених у таблиці, також випливає, що неможливо тільки по енергії накачки ламп однозначно робити висновок про величину енергії лазерного імпульсу та його склад.

Таблиця 2.3

	<i>Положення дефектної області затвора</i>	<i>U, кВ</i>	<i>Пічки</i>	<i>E, Дж/см²</i>
1		2,55	1	38
2		2,55	1	36
3		2,55	1	39
4		2,55	1	43
5		2,55	1	57
6		2,55	1	
1		2,525	2	31
2		2,475	3	-
3		2,625	2	19
4		2,5	2	-
5		2,6	1	5,5
6		2,675	1	30

Однак існує можливість змінювати енергію накачки ламп у певних межах, не змінюючи середню вихідну енергію лазерного імпульсу, вибравши певну орієнтацію дефектної області модулятора. Останнє є важливим у практиці застосування потужних лазерних установок з модульованою добротністю, враховуючи, що поріг генерації залежить не тільки від положення дефектної області відносно дзеркал (на фронтальній чи тильній сторонах затвора), а й відносно центру затвора.

Залежно від механічних, електрофізичних, теплофізичних характеристик матеріалу змінюються енергетичні параметри лазерного імпульсу, що необхідні при лазерній ударно-хвильовій обробці. Тому представлена картина дозволяє обрати найефективніше розміщення LiF затвора з дефектами при розв'язуванні конкретних задач лазерної ударно-хвильової обробки. Режим роботи лазера відіграє важливу роль при вивченні ефектів, пов'язаних із винесенням маси з речовини [148, 149].

2.1.4. Вибір прозорого конденсованого середовища

Обробка матеріалів імпульсом тиску, який виникає при опроміненні зразків через прозоре конденсоване середовище, вимагає оптимізації вибору останнього.

Як показали експериментальні дослідження [47] та аналіз літературних даних, вибір прозорого конденсованого середовища необхідно здійснювати, виходячи як з його фізичних характеристик (густина, коефіцієнт поглинання на довжині хвилі лазерного випромінювання, швидкість поширення звуку), так і з технологічних міркувань (нанесення ПКС та очищення об'єктів обробки від його залишків, хімічна взаємодія ПКС з опромінюваним матеріалом і т.п.).

При виборі ПКС необхідно враховувати, що величина амплітуди тиску, який виникає при опроміненні, залежить від оптичних характеристик як самого ПКС (показник заломлення та коефіцієнт поглинання на довжині хвилі випромінювання лазера), так і параметрів системи фокусування лазерного випромінювання, що використовується при тій чи іншій методиці ударно-хвильової обробки, для забезпечення необхідної густини потоку та відстані від поглинаючої поверхні зразка до фокальної площини об'єктива в напрямку поширення випромінювання.

При використанні циліндричної лінзи і відомій поглиненій енергії, тиск можна визначити за формулою [135]

$$p = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{E}{\pi \tau_i} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\rho_1 D_1 \cdot \rho_2 D_2}{\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2}} \left[\frac{\Delta F}{2F} + H \left(\frac{1}{2F} - \frac{1}{\sqrt{n^2(4F^2 + d^2) - d^2}} \right) \right]^{-1}, \quad 2.3$$

де F – фокусна відстань лінзи;

ΔF – розфокусування (відстань від фокуса лінзи до поверхні матеріалу);

d – діаметр циліндричної лінзи;

n – показник заломлення прозорого конденсованого середовища;

H – товщина шару прозорого конденсованого середовища.

Як бачимо, при всіх інших постійних значеннях параметрів, що визначають ефективність лазерної ударно-хвильової обробки, особливо важливою є товщина шару прозорого конденсованого середовища, яка впливає на час затримки плазми біля поверхні, а, значить, час дії і форму заднього фронту імпульсу тиску ($H = ct$, де t – час дії тиску, c – швидкість звуку). При початковій товщині 200 мкм тиск може змінитися на 20–25%. Так само дуже важливим є розфокусування. Воно також пов'язане із товщиною шару прозорого конденсованого середовища і фокусною відстанню фокусуючої системи. При використанні у якості прозорого конденсованого середовища епоксидної смоли з показником заломлення $n = 1,9$, лінзи діаметром $d = 0,045$ м з фокусною відстанню $F = 12,5$ см і зміні товщини шару прозорого конденсованого середовища від 100 мкм до 500 мкм, із розрахунків згідно з формулою 2.3 випливає, що доданок $\Delta F/2F$ (половина відносного фокусування)

в множини для тиску $\left[\frac{\Delta F}{2F} + H \left(\frac{1}{2F} - \frac{1}{\sqrt{n^2(4F^2 + d^2) - d^2}} \right) \right]$ є визначальним

для даних товщин ПКС, оскільки становить 70–75% від його величини. На практиці в лабораторних умовах ΔF точно не вимірюється, а лежить в межах 5–10% від фокусної відстані F . При сталій фокусній відстані F зміна розфокусування ΔF сильно впливає на значення тиску. При збільшенні розфокусування у 2 рази, змінюючи товщину H , можна зменшити тиск на порядок.

На рис. 2.10 представлено графік залежності тиску ударної хвилі від розфокусування оптичної системи для зразка зі сталі 15Х13МФ, опроміненого лазерним імпульсом у режимі модульованої добротності в прозорому конденсованому середовищі (епоксидна смола), для лінз з різними фокусними відстанями.

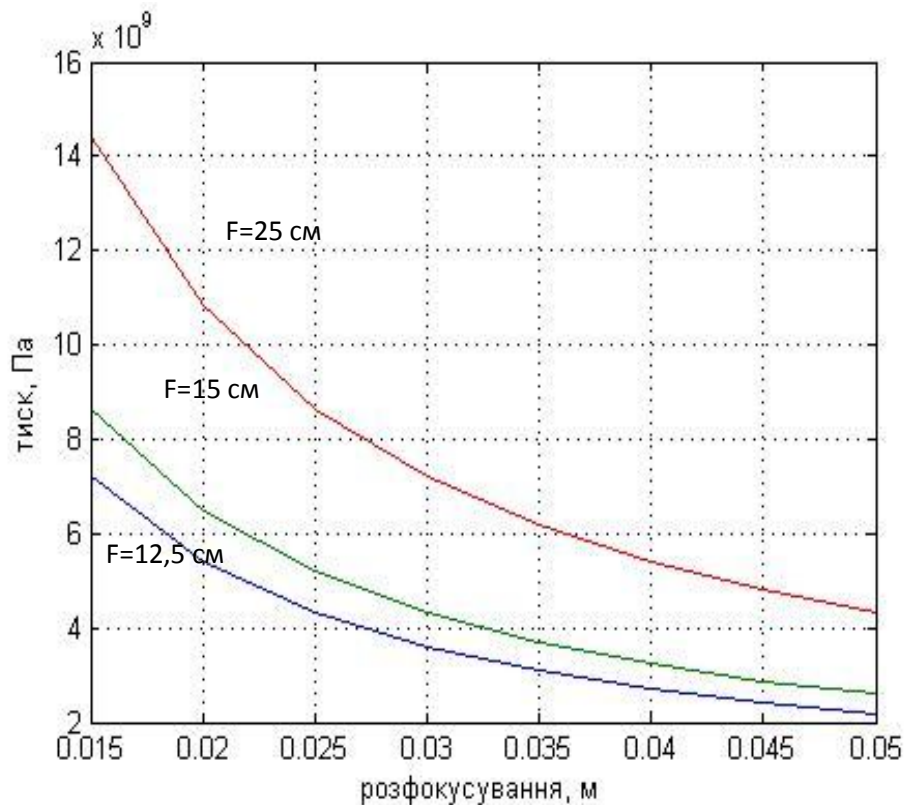


Рис. 2.10. Тиск ударної хвилі в сталі 15Х13МФ при опроміненні в ПКС (епоксидна смола)

Для лінзи з фокусною відстанню 12,5 см при розфокусуванні системи на 2,5 см тиск зменшується в 2 рази. При зміні товщини шару ПКС від 200 до 600 мкм тиск практично не змінюється, бо невеликі зменшення площі плями при збільшенні товщини ПКС, що має збільшувати тиск, компенсується поглинанням у ПКС.

Як бачимо з **рис. 2.10**, тиск спадає зі збільшенням величини розфокусування та товщини шару прозорого конденсованого середовища. При $\Delta F = 7,5$ мм і $H = 100$ мкм, $P = 8,2 \times 10^9$ Па, а при $\Delta F = 12,5$ мм і $H = 800$ мкм, $P = 4,5 \times 10^9$ Па.

На **рис. 2.11** зображено графік залежності тиску від розфокусування лазерного пучка, коли опромінення відбувається в воді.

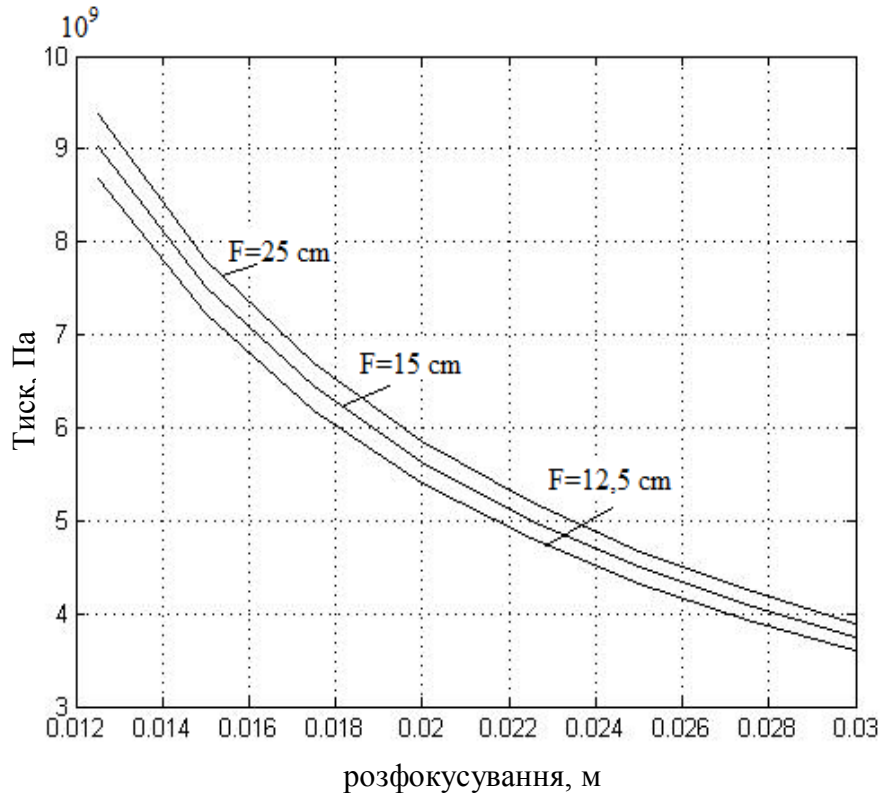


Рис. 2.11. Тиск ударної хвилі в сталі 15Х13МФ при опроміненні в ПКС (вода)

Якщо в якості прозорого конденсованого середовища служить вода, то при великих змінах величини розфокусування тиск, як і у випадку застосування епоксидної смоли в якості ПКС, змінюється нелінійно. Однак при малій величині розфокусування дана залежність є практично лінійною. При товщині шару ПКС 300 мкм та розфокусуванні 8 мм величина тиску становить 3,6 ГПа, а при розфокусуванні 10 мм – 3,2 ГПа (відхилення від лінійності $\approx 10\%$).

Величина тиску при однакових інших умовах є більшою, якщо в якості ПКС використовувати епоксидну смолу. В цьому випадку, при використанні лінз з іншою оптичною силою, величина розфокусування помітніше впливає на тиск. Із урахуванням відбивання лазерного випромінювання від вільної поверхні ПКС та межі її розділу з поглинаючою поверхнею захисного екрана, а також зміни площі фокальної плями за рахунок розфокусування при заломленні лазерних променів у ПКС формула 1.14 набуває вигляду

$$P = \frac{2}{(n_0 + 1) \left[\frac{(n_0 - 1)h_{пкс}}{n_0 \cdot \Delta F} + 1 \right]} \cdot \left[\frac{n_0 A_\lambda q_0 (\gamma - 1) \rho_0^* C_{l_0} \rho_1^* C_{l_1}}{\gamma (\rho_0^* C_{l_0} + \rho_1^* C_{l_1})} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad 2.4$$

де n_0 – показник заломлення ПКС;

$h_{пкс}$ – товщина шару ПКС;

ΔF – величина розфокусування променя (без урахування ПКС);

A_λ – ефективна поглинальна здатність мішені (захисного екрана);

q_0 – густина потоку лазерного випромінювання.

У формулі (1.5) ударні імпеданси середовищ замінено на їхні акустичні імпеданси (C_l – поздовжня швидкість звуку), що справедливо до тисків у десятки ГПа.

В таблиці 2.4 наведено деякі характеристики для ПКС, необхідні для опрацювання результатів експериментів. Перевагою рідкого ПКС є вдале співвідношення вказаних в таблиці параметрів. При цьому при відльоті ПКС відривання його від поверхні не призводить до додаткового перерозподілу напружень в оброблюваному матеріалі, як це має місце при використанні твердотілого ПКС. Тому часто застосовують комбінацію твердотілого ПКС і прозорої рідини й між оброблюваною поверхнею матеріалу та прозорим твердотілим ПКС розміщують тонкий шар прозорої для даної довжини хвилі лазерного джерела рідини.

Розрахунки, експериментальні дослідження, аналіз літератури показали можливості використання в якості прозорого конденсованого середовища цілого ряду матеріалів, починаючи від кислот, розчину NaCl у воді й закінчуючи поліетиленовою стрічкою. Практика доводить, що перевагу перед іншими видами ПКС має епоксидна смола при обробці металів та спирт і дистильована вода – при опроміненні напівпровідникових структур. Це пояснюється тим, що в першому випадку для нас є важливим отримати якомога більший тиск, а в другому – мати середовище, яке найширше використовується в технології напівпровідників на першому етапі виготовлення приладів. Різниця в створюваних тисках при одній і тій же густині потоку енергії, як показують розрахунки та експерименти, при цьому становить $\sim 1,7 - 2$ рази.

Товщина шару ПКС, яку застосовують різні автори, залежить від типу ПКС, розв'язуваних технологічних задач і лежить у межах від 100 мкм до 15 мм [150].

Таблиця 2.4
ФІЗИЧНІ ПАРАМЕТРИ ДЕЯКИХ ПКС

Речовина	ρ , 10^3 кг/м^3	c , 10^3 м/с	$z=\rho \cdot c$, $10^6 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	n
Вода (20°C)	0,998	1,497	1,494	1,333
Скло	2,4–2,8	4,8–5,6	11,52–15,68	1,51
Кварц (плавл.)	2,21	6,7	14,81	1,453
Кварц, х-зріз	2,21	5,720	12,64	–
Оргскло	1,18	2,67–2,72	3,15–3,21	1,49
Спирт етиловий (20°C)	0,79	1,165	0,92	1,36
Рідкий азот (77 К)	0,804	0,859	0,691	1,197
Рідкий гелій (4,2 К)	0,114	0,181	0,021	1,027
Епоксидна смола	1,27	2,87	3,64	–
Масло парафінове	0,87–0,88	1,42	1,24–1,25	1,44
Гліцерин	1,26	1,923	2,42	1,47

2.2. МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА МАТЕРІАЛИ

У загальному методи дослідження властивостей матеріалів при різних способах обробки детально описані в монографіях та підручниках [151-153]. Однак особливості їх застосування (різноманітні методики) можна знайти тільки в статтях. Вони залежать від умов конкретних експериментів при вивченні процесів дефектоутворення та пов'язаних із цим змін властивостей матеріалів унаслідок дії таких зовнішніх факторів, як гартування, статичне та динамічне навантаження, дія радіації та ударних хвиль.

Специфіка експериментів з опромінювання матеріалів лазером у режимі генерації ударних хвиль стимулює пошуки нових методів та методик. При цьому застосовуються як класичні методи (електроопору, ВАХ характеристик, оптичної мікроскопії), так і нові, що продовжують вдосконалюватися, наприклад, метод ЕПА, ефект Месбауера, електронна мікроскопія, методи, засновані на розсіянні нейтронів і Х-променів. У ряді робіт повідомлялося про використання ефекту Холла, але цей метод поки що не набув широкого використання при ударно-хвильових дослідженнях, можливо, через складність створення й недостатню надійність контактів при проходженні через зразок ударної хвилі та її розсіяння на межі зразок – контакт.

Залежно від складності експериментів із різними матеріалами для їх правильної інтерпретації часто необхідно застосовувати комплекс методів.

Розглянуті нижче методи використовувалися в наших дослідженнях при вивченні впливу лазерних ударних хвиль на матеріали. Звичайно, вони широко застосовуються й іншими спеціалістами-фізиками при дослідженнях механіки дії лазерних ударних хвиль, змін рельєфу поверхні опромінених матеріалів, вивченні точкових дефектів при різних радіаційних впливах та

матеріалознавцями при розробленні технологічних процесів лазерної ударно-хвильової обробки.

Метод електроопору та вольт-амперних характеристик

Зручними для дослідження впливу лазерних ударних хвиль є методи електроопору та вольт-амперних характеристик (ВАХ) – одні з найбільш широкоживаних у фізиці твердого тіла, насамперед в радіаційній, як непрямі методи дослідження точкових дефектів в об'ємі та на поверхні матеріалів [151, 152].

Проведення експериментів з генерації лазерних ударних хвиль на потужній лазерній установці на базі ГОС-1001 дозволяє здійснювати однорідну обробку поверхні на більших площах, що вже достатні для використання класичних методів контролю електропровідності поверхні (насамперед 4-зондового методу). В роботах [137, 139, 153], присвячених лазерному ударно-хвильовому впливу на кремній, вимірювання питомого опору здійснювалось як при допомозі спеціально сконструйованої чотиризондової головки з незалежним підпружинюванням зондів, наведеної на **рис. 2.12**, а також за стандартною методикою, яка використовується на підприємствах мікроелектроніки (за допомогою цифрового вимірювача питомого опору ЦИУС чотиризондовим методом). У цьому випадку використовувалися зонди, виготовлені з карбіду вольфраму. Відстань між внутрішніми електродами становила 1,002 мм, а зовнішніми – 2,991 мм. Навантаження на зонди становило 20 г.

Слід відзначити, що при лазерній ударно-хвильовій обробці лазером із Nd:YAG-випромінювачем неможливо застосування даного методу через невелику площу поверхні, яка обробляється за один імпульс.

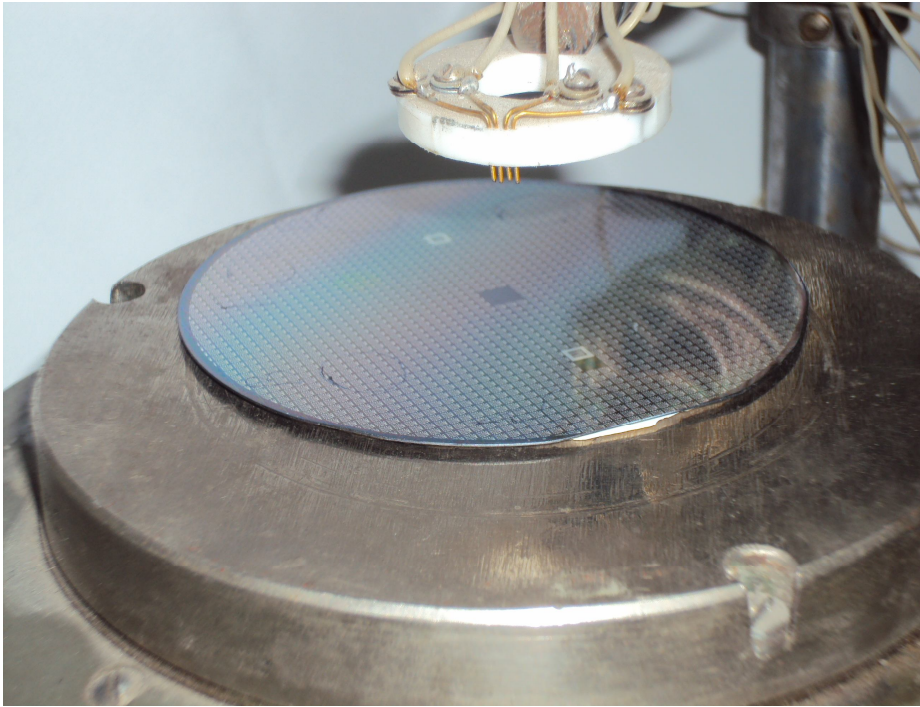


Рис. 2.12. Чотиризондова головка з незалежним підпружинюванням зондів

Визначення перерозподілу дефектів у напівпровідниках методом вольт-фарадних характеристик

Вольт-фарадні характеристики вивчають за допомогою спеціальних установок (С-U-характеріографів), які працюють в автоматичному режимі із записом характеристик напівпровідникових структур.

С-U-характеріографи дозволяють досліджувати вольт-фарадні характеристики зразків у широкому діапазоні температур. За допомогою спеціального тримача передбачена можливість зняття С-U-характеристик при температурі рідкого азоту. В такому випадку досліджуваний зразок з'єднують з характеріографом за допомогою спеціального кабеля, ємність якого можна компенсувати і таким чином виключити її вплив на ємність досліджуваного зразка.

Широкий спектр С-U-характеріографів та різноманітних методик вольт-фарадних вимірювань були розроблені в Інституті напівпровідників НАН України ім. Лашкарьова [154]. Блок-схема типового характеріографа, що використовує імпедансний метод, зображена на [рис.2.13](#).

На досліджуваний зразок одночасно подається дві напруги: від генератора високої частоти (блок 1) та повільно наростаюча напруга розгортки (блок 2). Одночасно напруга з блока розгортки подається на вхід розгортки самописців (блоки 4 і 5).

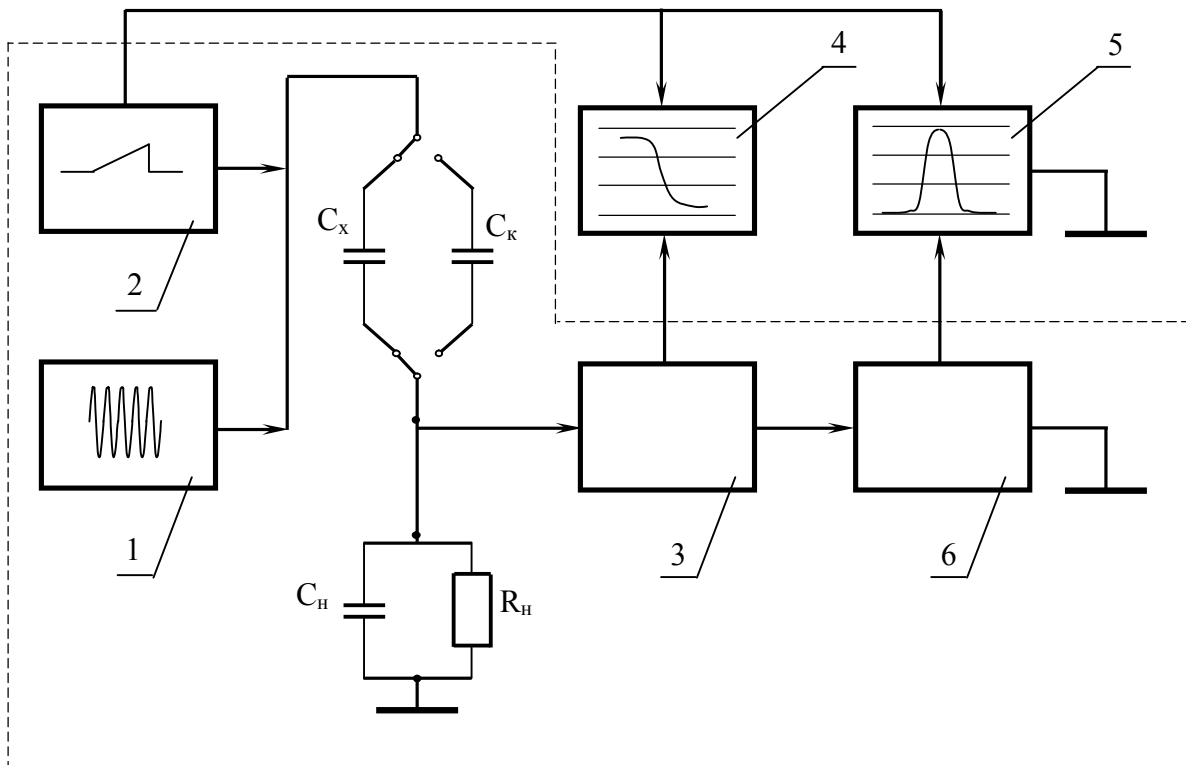


Рис. 2.13. Блок-схема С-У – характерографа:

1 – генератор високої частоти; 2 – блок розгортки;
3 – двокаскадний резонансний підсилювач високої частоти з надлінійним детектором; 4, 5 – самописці; 6 – блок похідної

Через досліджуваний зразок C_x проходить високочастотний струм, величина якого пропорційна величині електроємності C_x . Оскільки навантаженням для високочастотного струму служить ділянка $C_n R_n$, опір якої для струму високої частоти набагато менший від опору C_x , то спад напруги на навантаженні пропорційний величині електроємності C_x . Цей спад напруги подається на вхід двокаскадного резонансного підсилювача високої частоти.

Підсилений високочастотний сигнал, пропорційний величині електроємності C_x , надходить на надлінійний детектор, сигнал з виходу якого також пропорційний величині C_x і подається на вхід вертикального підсилювача самописця (блок 4). Цей же сигнал, продиференційований блоком похідної, подається на вхід вертикального підсилювача другого самописця (блок 5).

Метод електронно-позитронної анігіляції для дослідження структури після лазерної ударно-хвильової обробки

В даний час метод електронно-позитронної анігіляції (ЕПА) є ефективним інструментом вивчення дефектів кристалічної будови [155, 156].

Чутливість позитронів до дефектів типу «вільного об'єму», тобто вакансій, комплексів вакансія – домішка, вакансійних кластерів, дислокацій і

т.п. зумовлена явищем захоплення позитрона (локалізацією його хвильової функції) в зонах кристала, що характеризується надлишковим негативним зарядом [157]. При цьому параметри анігіляції, такі, як середній час життя позитрона, ймовірність анігіляції з електронами провідності або з електронами іонних кістяків та ін., які залежать від локальної електронної густини біля дефекта, суттєво відрізняються від таких же у випадку ідеального кристала, в якому позитрон у рівноважному стані описується делокалізованою (блохівською) хвильовою функцією.

Час життя позитрона τ_e у бездефектних металах та їх сплавах у середньому в півтора рази менший, ніж у вакансіях (τ_v), а у вакансійних кластерах та мікропорах він може зростати в кілька разів [155]. Іншими словами, кожен тип дефектів у конкретному матеріалі характеризується своїм значенням того чи іншого параметра анігіляції, який в багатьох випадках є вимірний і табульований. Це досягається спеціальним уведенням дефектів строго визначеного типу шляхом загартування, деформації, дією радіації і т.д., причому концентрація дефектів повинна забезпечувати «насичуюче» захоплення позитронів.

При одночасній наявності в зразку різнотипних дефектів, особливо з близькими анігіляційними характеристиками (такими, наприклад, як вакансії та дислокації [155]), їх ідентифікація полегшується застосуванням процедур відпалу, які дозволяють спостерігати за еволюцією дефектної структури і визначати за положенням окремих стадій відпалу енергію міграції відповідних дефектів [158].

Залежності кутового розподілу анігіляційних фотонів отримують на стандартному довгощільному спектрометрі з кутовим розширенням, яке в наших експериментах дорівнювало 1 мрад [159]. За спектрами кутової кореляції розраховується анігіляційний параметр S/W , що визначається відношенням площі центральної частини спектра шириною 4,0 мрад (симетричної відносно $\theta = 0$) до площі хвостових частин спектра в інтервалах $[+7; +8,5]$ і $[-8,5; -7]$ мрад. Саме він характеризує рівень дефектності матеріалу.

Принципи методу ядерної гамма-резонансної спектроскопії

Мессбауерівська спектроскопія дозволяє в одному експерименті визначати ймовірності ефекту Мессбауера, величину температурного зміщення, хімічного зсуву, квадрупольного і магнітного розщеплення, форми ліній окремих компонент. Метод має дуже високу чутливість і використовується для аналізу зовнішнього впливу на матеріали. Він дозволяє досліджувати і фазовий стан сталей.

Умови експериментів та їх проведення для різних методик можуть сильно відрізнятись. Однак загальні принципи методу ядерної гамма-резонансної спектроскопії залишаються незмінними. У джерелі знаходиться радіоактивне ядро, що, випускаючи γ -квант, переходить у стабільний стан. У поглиначі знаходяться ядра, які переводять у збуджений стан.

Месбауерівські експерименти можуть здійснюватися різними методами. Найчастіше їх здійснюють у геометрії пропускання. Це означає, що поглинач являє собою речовину з атомами радіоактивного елемента (Fe^{57}) і розташований між джерелом і детектором. Реєстрація месбауерівського спектра полягає у вимірюванні швидкості рахування γ -квантів (або їх відносного поглинання в зразку) залежно від швидкості руху джерела. Якщо при зніманні спектрів у геометрії пропускання досліджувана речовина є поглиначем, то спектри, що отримуються, називають месбауерівські спектри поглинання. Якщо ж досліджуються спектри речовини, що є джерелом, то це – емісійні месбауерівські спектри. Для реєстрації ядерного γ -резонансу замість γ -випромінювання можуть використовуватися вторинні електрони конверсії, що виникають при розпаді збуджених ядер у поглиначі.

В ряді робіт [79, 81, 178, 189, 194] дослідження фазового стану металевих зразків до і після лазерної дії проводилося методом гамма-резонансної спектроскопії з реєстрацією конверсійних електронів у геометрії зворотного розсіювання на месбауеровському спектрометрі ЯГРС-4М за кімнатної температури з джерелом ^{57}Co в матриці Cr за допомогою протічного He-CH₄ детектора електронів з глибини до 1000 Å.

Методи електронної мікроскопії та зважування

Сучасне матеріалознавство широко використовує метод растрової електронної мікроскопії, в тому числі й при вивченні ударно-хвильового впливу на матеріали. Принцип роботи РЕМ описаний в ряді монографій і підручників. Як один із найкращих з даних питань слід відзначити двотомник [108].

У більшості наших досліджень застосовувався сучасний растровий електронний мікроскоп РЕМ-106. Він призначений для вивчення мікрорельєфу та елементного складу масивних об'єктів у твердій фазі й застосовується для отримання зображень поверхонь провідних і діелектричних об'єктів (скла, кераміки, полімерів) різноманітних напівпровідникових виробів. Мікроскоп забезпечує роботу в умовах високого і регульованого низького вакууму. Він працює в режимі вторинних та відбитих електронів. Роздільна здатність згідно з паспортом у високому вакуумі – 4,0 нм, а при низькому – 6,0 нм. Збільшення електронного мікроскопа за паспортними даними – від 15 до 300000 крат. Під збільшенням електронного мікроскопа розуміють відношення площі екрана дисплея до площі сканування на поверхні зразка. Водночас його роздільна здатність залежить від збільшення й стану поверхні та природи зразка. Типовим і дуже важливим прикладом практичного застосування є дослідження за допомогою РЕМ поверхні руйнування зразків та морфології поверхні при лазерній обробці в режимі генерації ударних хвиль.

При дослідженні абляції в багатьох випадках застосовують метод зважування як доповнення до вивчення морфології поверхні за допомогою електронного мікроскопа. Визначення винесеної маси проводять разом із

оцінюванням імпульсу віддачі методом маятника при опроміненні лазером у режимі модульованої добротності на повітрі та в ПКС. Це дозволяє розрахувати як імпульс віддачі, так і тиск та середню швидкість розльоту продуктів руйнування.

При застосуванні методу зважування важливою є підтримка стабільності роботи лазера. В такому випадку підвищується достовірність результатів експериментів і можна проводити серії експериментів із використанням менш точних аналітичних терезів. При цьому важливим є дотримання методик та прийомів зважування. Зокрема, при використанні ПКС перед кожним зважуванням зразки необхідно обов'язково знежирювати в дихлоретані, ацетоні або толуолі, а після цього промивати етиловим спиртом та водою для видалення забруднень і механічного змивання пилинок, ворсинок та інших частинок.

2.3. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РОЗРАХУНКУ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ ОПРОМІНЕННІ В ПРОЗОРОМУ КОНДЕНСОВАНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

На даний час, як наслідок різноманітності причин, видів і критеріїв лазерного впливу, існує велика кількість публікацій, у тому числі монографій, довідників, статей по конкретних питаннях, присвячених розрахунку температурних полів при дії лазерного випромінювання різних енергій і тривалостей імпульсів. Розрахунки такого типу є необхідними і при аналізі фізичних процесів, викликаних лазерним впливом, і при розгляді методів лазерного впливу в технології обробки матеріалів [24, 28, 69, 160-165]. Із сучасних монографій, присвячених технологічним задачам лазерної дії, слід відзначити роботу [165]. Одним із актуальних питань, розглянутих в ній, є лазерне термодетформаційне зміцнення (ЛТДЗ).

В основі ЛТДЗ-методу лежать процеси нагрівання, деформування і загартування, що вимагають знання закономірностей термообробки в даних умовах. Суть методу полягає в тому, що шляхом лазерного високочастотного сканування метал нагрівається до температури аустенізації й при швидкому охолодженні піддається впливу деформуючого елемента. Автори наводять розрахункову схему процесу моделювання, експериментальне обладнання, методику досліджень та результати експериментів по ЛТДЗ-обробці сталей, з яких випливає, наприклад, що ЛТДЗ доцільно проводити при температурах T , які лежать у межах $(0,5 - 0,6) T_{пл} < T < T_{пл}$.

Метод (ЛТДЗ) є комбінованим (включає одночасну теплову і механічну обробку), подібно до технологій LSP та LSF, при яких застосовуються потужні імпульсні лазери в режимі генерації ударних хвиль малої амплітуди, відрізняючись від них швидкістю навантаження.

Особливістю опромінення зразка лазерним імпульсом потужністю $10^8 - 10^{10}$ Вт/см² є перебування речовини внаслідок дії імпульсу на різних глибинах

у різних станах: плазмовому, стані пари, стані плавлення, стані фізико-хімічних перетворень при температурах нижче температури плавлення тощо.

Щоб пояснити особливий характер лазерної ударно-хвильової обробки, коли на матеріал одночасно впливають імпульс тиску і перепад температури, часто є важливим розгляд розподілу температури в таких умовах опромінення.

У задачах лазерного впливу на матеріали (в тому числі при лазерній ударно-хвильовій обробці), розрахунок температурного поля проводиться на основі розв'язку рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad 2.5$$

де λ – теплопровідність матеріалу;

ρ – густина матеріалу;

c – теплоємність матеріалу.

Як правило, при аналізі властивостей матеріалу, опроміненого лазером, розглядається вплив лазерного імпульсу прямокутної форми — це типова форма імпульсу, що приймається при лазерній обробці в режимі вільної генерації.

Широковживаний розв'язок рівняння теплопровідності для прямокутної форми лазерного імпульсу є найпростішим одномірним і описується формулою

$$T(z, t) = \frac{2q\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right), \quad 2.6$$

де $\operatorname{ierfc}(x) = \int_x^\infty \operatorname{erfc}(x) dx = (1/\pi^{1/2})e^{-x^2} - x\operatorname{erfc}(x)$;

q – енергія;

a – коефіцієнт температуропровідності матеріалу;

z – глибина;

t – тривалість лазерного імпульсу.

Запропонована в роботі [166] математична модель дозволяє розрахувати температурне поле зразка при опроміненні лазерним імпульсом довільної форми як на повітрі, так і через прозоре конденсоване середовище.

При моделюванні брались умови, характерні для опромінення зразків потужним лазером на взірець ГОС 1001, що працює в режимі модульованої добротності :

- 1) $r_0 \gg \sqrt{a\tau}$, де r_0 – розмір плями на поверхні зразка; a – температуропровідність зразка; τ – тривалість імпульсу, при цьому можна вважати задачу теплопровідності одномірною;
- 2) шар, в якому відбувається процес поглинання $\delta = 1/\mu$, де μ – коефіцієнт поглинання.

Коефіцієнт відбивання за час дії імпульсу змінюється, проте в даному випадку, внаслідок досягання за короткий час $t < 10^{-9}$ с високих густин потоку (до 10^9 Вт/см²), коефіцієнт відбивання може бути усередненим і прийнятим постійним.

Аналіз фізики процесу опромінення лазером у режимі генерації ударних хвиль та попередні оцінювання показали, що розрахунок температурного поля доцільно проводити в кілька етапів, які включають графічний, аналітичний та числовий методи. При цьому на кожному етапі слід враховувати форму джерела, розподіл енергії між ПКС та оброблюваним зразком, тривалість дії джерела теплової енергії. Залежно від моменту часу джерелом енергії є лазерний імпульс (трикутної, трапецієподібної або прямокутної форми), плазма, утворена внаслідок дії лазерного випромінювання, на середню товщину шару якої впливає кількість пічків, з яких може складатись лазерний імпульс [69, 167]

Для режиму з модульованою добротністю в початковий момент дії лазера часову структуру імпульсу описують лінійною залежністю від часу. На рис. 2.15 наведено енергетично-часову структуру наносекундного лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності. У першому наближенні енергія імпульсів модульованої добротності нарастає на проміжку $(0; \tau_i/2)$ і спадає на проміжку $(\tau_i/2; \tau_i)$.

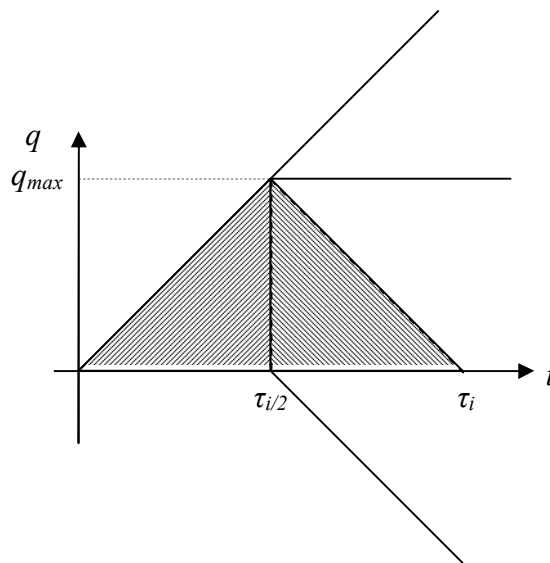


Рис. 2.15. Енергетично-часова структура наносекундного лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності:

τ_i — тривалість лазерного імпульсу;

q_{max} — максимальне значення густини енергії

Розподіл температури, який отримано з відповідного диференціального рівняння II-го порядку, аналітично виражається формулою

$$T(r, t) = \frac{q\sqrt{a}}{\lambda\tau_i} (4t)^{3/2} i^3 \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}}. \quad 2.7$$

З фізичних міркувань випливає, що при лінійному спаданні енергії імпульсу дія джерела енергії не припиняється. При обчисленні температурного поля, коли енергія спадає, виявилось ефективним використання теорії про фіктивні джерела [69]. Під фіктивним джерелом розуміють джерело тепла з

від'ємною інтенсивністю, що дорівнює інтенсивності джерела, яке ввімкнене у відповідний момент часу. Слід відзначити, що структура фіктивного джерела та енергетично-часова форма імпульсу залежать від типу джерела (лазерний промінь, електронний пучок, згусток плазми). Аналіз показує, що при опроміненні лазером у режимі модульованої добротності на повітрі форма імпульсу трикутна, а при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі є складнішою. Форма лазерного імпульсу визначає момент увімкнення фіктивного джерела.

При моделюванні було прийнято, що після закінчення лазерного імпульсу на глибині z , де температура вища за температуру кипіння даного матеріалу, відбувся процес порушення теплового контакту між шаром, який випарувався, та поверхнею.

З цього моменту джерело енергії вважалось миттєвим, і змінювалася система відліку. Після переходу в нову систему температурне поле матеріалу обчислювали за формулою

$$T = \frac{T_0 x^2}{\left(t + \frac{x^2}{2a}\right) 2a} \exp \left(-\frac{z^2}{4a \left(t + \frac{x^2}{2a}\right)} \right). \quad 2.8$$

Дана модель відповідає експериментам з опромінення матеріалів на повітрі.

При опроміненні матеріалу в прозорому конденсованому середовищі обчислення температурного поля дещо ускладнюється. Певна кількість енергії, що надходить у зразок відводиться в ПКС за рахунок теплопередавання. Після закінчення дії лазерного імпульсу джерелом енергії стає плазма, утворена лазерним імпульсом і затримана ПКС.

При цьому, як показує аналіз [69], форма такого імпульсу може вважатися прямокутною, тому розрахунок проводився за формулою

$$T(z, t) = \frac{2q\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right). \quad 2.9$$

Тривалість імпульсу τ в нашій моделі дорівнювала

$$\tau = \frac{2l}{c}, \quad 2.10$$

де l – товщина ПКС; c – швидкість звуку в даному ПКС.

На рис. 2.16 наведено розрахований температурний розподіл у титані за час дії лазерного імпульсу при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі. Як бачимо, товщина шару плазми, утворена за час дії лазерного імпульсу, становить від 9,6 до 10 мкм при енергії, що змінюється від 30 до 60 Дж/см².

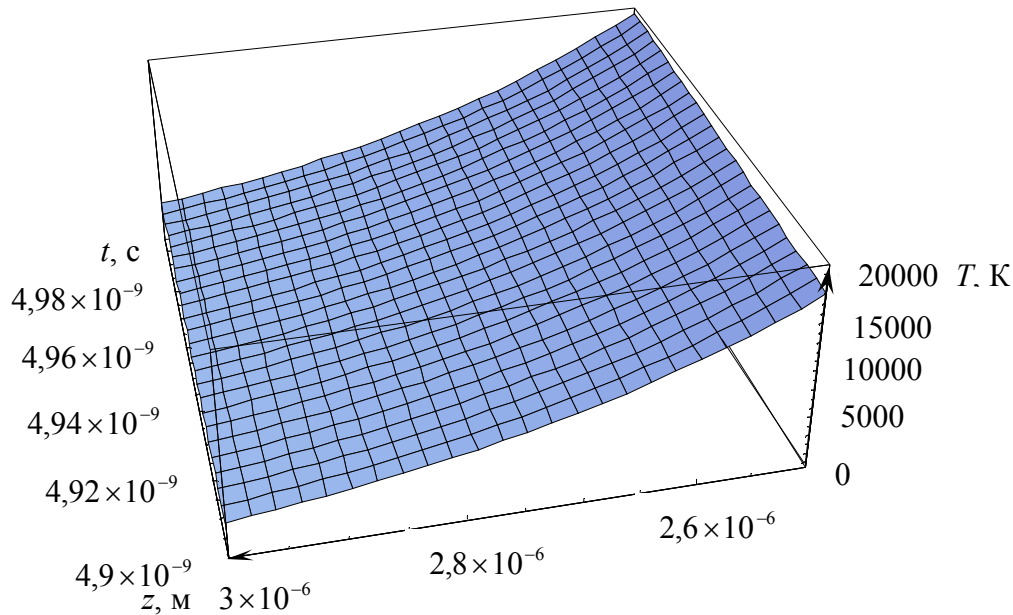


Рис. 2.16. Температурний розподіл у титані за час дії лазерного імпульсу при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі

На рис. 2.17 зображено блок-схему розрахунку температурного поля зразка при опроміненні лазерним імпульсом трикутної форми за наявності ПКС.

Потік енергії q , що потрапляє на зразок, який покритий певним шаром прозорого конденсованого середовища товщиною l , після поглинання в шарі товщиною $\delta = \frac{1}{\mu}$ перерозподіляється між матеріалом зразка (q_1) і ПКС (q_2).

Ми прийняли таку умову перерозподілу енергії q між зразком та ПКС після поглинання:

$$q_1 = \frac{q\lambda_1}{\lambda_2(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2})}; \quad 2.11$$

$$q_2 = \frac{q\lambda_2}{\lambda_1(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2})}, \quad 2.12$$

де λ_1 – теплофізичний коефіцієнт матеріалу зразка;
 λ_2 – теплофізичний коефіцієнт ПКС.

Умова враховує різницю теплопровідностей матеріалів зразка та ПКС. За оцінками, густина потоку q_1 внаслідок перерозподілу енергії між зразком і ПКС, що мають різні значення теплопровідності, теплоємності й питомої густини, може зменшуватися приблизно вдвічі.

Обчислення температурного розподілу в зразку відбувається в два етапи, яким відповідають блоки 4 і 5 блок-схеми. Як було зазначено, опромінення в ПКС відрізняється від опромінення на повітрі появою додаткового джерела

енергії, зумовленого плазмою. Роль шару ПКС полягає в екрануванні відлітаючої плазми. Час дії такого джерела визначається співвідношенням (7) (блок 7 блок-схеми), а форму джерела такого імпульсу, як уже відзначено, й показує аналіз літературних даних [8, 9, 166], можна приймати прямокутною.

В момент появи плазми з ПКС порушується контакт, що призводить до зміни системи координат. Подальший розрахунок проводиться за відомою формулою (блок 9).

На основі розрахунків температурного поля було проаналізовано експериментально отримані електричні сигнали, що виникають на контакті двох металів при дії лазерного імпульсу в режимі генерації ударної хвилі.

Представлена модель розрахунку температурного поля матеріалу, опроміненого в прозорому конденсованому середовищі лазером, що генерує ударні хвилі, дозволяє аналізувати результати такого впливу і є однією зі складових методики діагностування пошкоджень в матеріалах, раніше представленої в роботі [168].

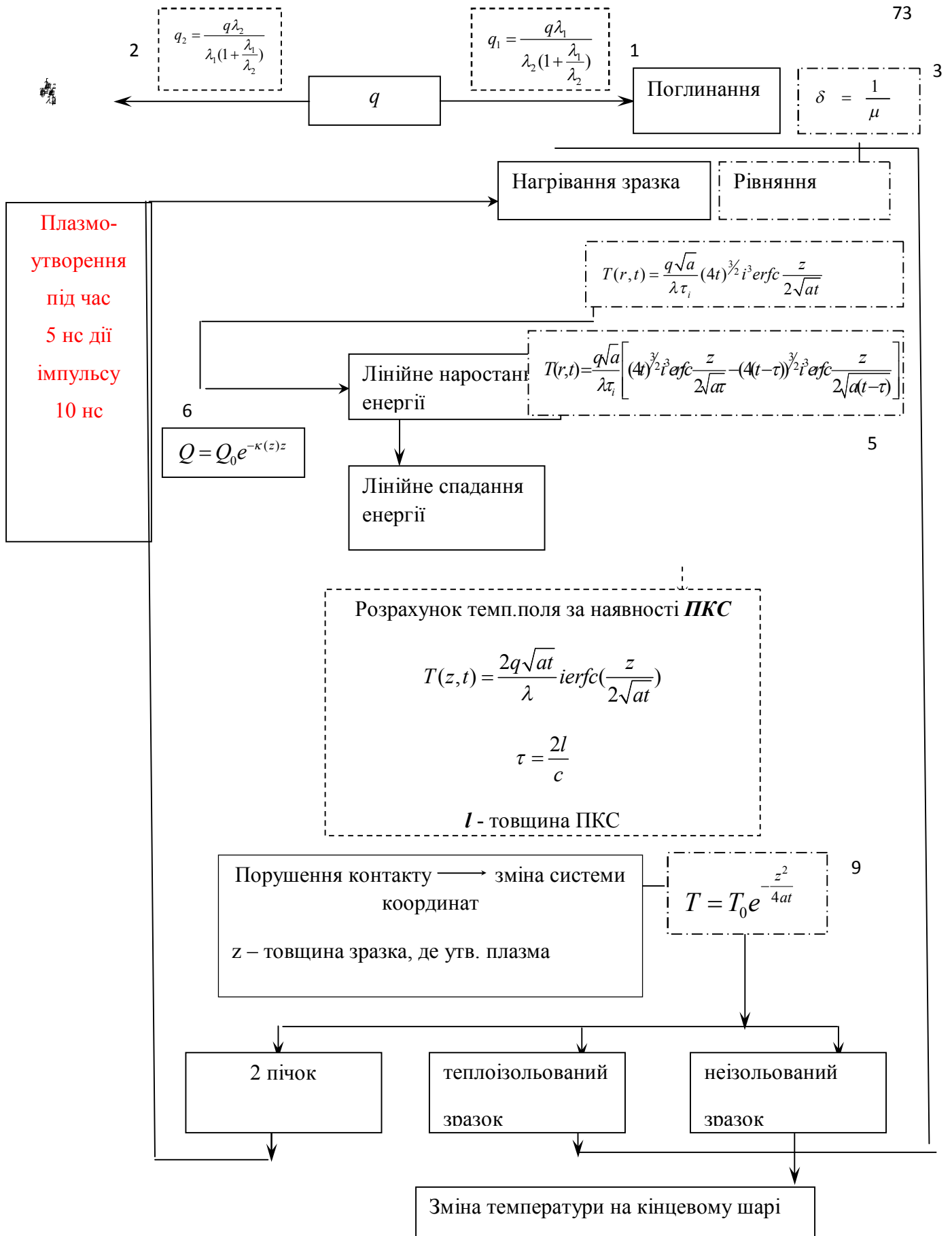


Рис. 2.17. Блок-схема розрахунку температурного поля в матеріалі при опроміненні його наносекундним лазерним імпульсом у ПКС.

РОЗДІЛ 3

ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ ТА ЕЛЕКТРОННІ ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА ТА КРЕМНІЮ ПРИ ДІЇ УДАРНИХ ХВИЛЬ, ГЕНЕРОВАНИХ ЛАЗЕРОМ У РЕЖИМІ МОДУЛЬОВАНОЇ ДОБРОТНОСТІ

3.1. ВПЛИВ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ ТА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КРЕМНІЮ

Нижче розглянуто ефективність впливу лазерних ударних хвиль на приповерхневі шари кремнієвих структур залежно від густини потоку та сумарної поглиненої енергії лазерного випромінювання і залежність залишкової відносної зміни електроопору поверхні кристала від фононної складової надлишкової сили, що діє з боку генерованої лазером ударної хвилі на центри розсіяння, як функції температури. Крім того, наведено результати досліджень впливу лазерних ударних хвиль на дифузійні процеси в структурах з р-n-переходом.

Експерименти з дослідження впливу лазерних ударних хвиль виконувались за допомогою методів електроопору, вольт-амперних та вольт-фарадних характеристик, які застосовуються як для дослідження точкових дефектів в об'ємі та на поверхні матеріалів [151, 152], так і при контролі якості матеріалів і приладів у технологічних процесах мікроелектроніки.

3.1.1. Керування дефектністю приповерхневих шарів кремнієвих структур шляхом зміни фононного тиску лазерної ударної хвилі

Керування процесом впливу лазерної ударної хвилі на властивості матеріалів з густиною потоку випромінювання нижче порога руйнування має кілька підходів. Один із них полягає в тому, щоб використати різні можливості зміни тиску на фронті лазерної ударної хвилі як одного з головних її параметрів. Як правило, це реалізується шляхом зміни енергії випромінювання лазерного імпульсу, керуванням густиною потоку за допомогою оптичних систем, вибором умов утворення ударної хвилі та методиками опромінення.

Становить інтерес модифікація дефектності структури кремнію шляхом зміни фононної складової сили, що діє на центр розсіяння в кристалі з боку лазерної ударної хвилі.

Фононна складова надлишкової сили як функція температури

В основу аналізу результатів, що пояснюють дію лазерної ударної хвилі на матеріали, нами покладено ряд закономірностей, сформульованих В.О. Янушкевичем [4, 82] для металів і елементарних напівпровідників, і пізніше використаних для аналізу складніших матеріалів [104, 153, 169, 170].

Вони дають можливість зв'язати умови опромінення, макропараметри системи, що опромінюється, та мікрохарактеристики опромінюваних матеріалів.

У фізичній моделі В.О. Янушкевича ударну хвилю розглядають як спрямований потік елементарних збурень ґратки – нерівноважних фононів. Такі фонони, володіючи властивостями виродженого бозе-газу, розсіюються на нерегулярностях ґратки, що може призвести до значної локалізації енергії на цих недосконалостях ґратки. Центри розсіювання набувають при цьому імпульсу, який може бути достатнім для утворення як окремих дефектів, так і цілої дефектної області.

Додаткова енергія, яку може отримати будь-який атом на фронті ударної хвилі відносно до своїх сусідів, розташованих у площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі, а відповідно і надлишковий імпульс ΔJ , отриманий центром розсіювання в порівнянні з оточуючою ґраткою, буде визначатися, в першому наближенні, різницею тисків фононного газу, ефективним перерізом розсіювання та часом дії.

Виходячи з загальних фізичних міркувань,

$$\Delta J \approx F \frac{l}{D}, \quad (3.1)$$

де l – ширина фронту хвилі;
 D – швидкість фронту хвилі.

Надлишкова сила F , що діє на центр розсіювання на фронті ударної хвилі, може бути визначена через градієнт тиску фононного газу ΔP_T , ефективний переріз $\bar{\Omega}$ розсіювання фононів центром та параметр ґратки a .

$$F \approx \bar{\Omega} \frac{a}{l} \Delta P_T. \quad (3.2)$$

У свою чергу, тиск фононного газу P_T визначається середнім значенням концентрації \bar{n} і енергії фононів $\hbar\varpi$, які можна оцінити на основі моделі Дебая, а переріз розсіювання $\bar{\Omega}$ – на основі теорії Займана.

$$P_T = \frac{\bar{n}}{3} \hbar\varpi. \quad (3.3)$$

$$\Omega = \frac{4\pi}{9} a^2 (qa)^4 \left\{ \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \right\}.$$

Величина Ω залежить від різниці мас ΔM домішок і основних атомів кристала, сталої кристалічної ґратки, а також частоти фононів, які розсіюються центрами розсіювання. Переріз розсіювання фононів був оцінений Дж. Займаном [171] на основі формули Релея для розсіювання фонона сферою радіуса a . Густина і модуль пружності речовини всередині сфери відрізняються від їх значень для оточуючого середовища. Коли мова йде про вакансії або міжвузлові атоми, в якості ΔM (різниці мас) слід брати величину маси видаленого або впровадженого атома.

Тоді надлишкова кінетична енергія, якої набуває центр розсіювання, буде дорівнювати

$$\Delta Q = \frac{\Delta J^2}{2M}, \quad (3.4)$$

де M – маса атома домішки або, для точкового дефекту, атома матриці, а надлишковий імпульс, як показано в роботі [82], можна оцінити із співвідношення

$$\Delta J = 1,215\pi z^{\frac{1}{3}} \frac{h}{r_c} D_E(X_D) \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\gamma+1} - 1 \right] \left[\left(\frac{\Delta G_0}{G_0} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 \right]. \quad (3.5)$$

Тут z – кількість атомів в елементарній комірці;

r_c – радіус центра розсіяння фононів, прийнятий рівним радіусу відповідної сфери Вігнера-Зейтца;

A – атомна маса;

G – модуль пружності;

ΔA і ΔG – відповідно локальні зміни атомної маси та модуля пружності, викликані центром розсіяння.

Таким чином, згідно з моделлю, що розглядається, сила фононного тиску на центри розсіяння, а, значить, і надлишковий імпульс у кристалі залежить як від умов проведення експерименту (X_D , $V/V_0(q)$), так і від властивостей матеріалу, що опромінюється (A , G , r , z), з урахуванням його структурних особливостей (ΔA і ΔG).

Як впливає з роботи [4], при сталому значенні густини потоку лазерного випромінювання і відповідному тиску діючої на матеріал лазерної ударної хвилі, для конкретного матеріалу теплову складову надлишкової сили F_T можна визначити зі співвідношення, яке враховує температурні умови генерації в зразках лазерної ударної хвилі

$$F_T = BTP_D, \quad (3.6)$$

де B – коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу та густини потоку;
 T – абсолютна температура зразка.

За кімнатної та більш високої температури ширина фронту визначається фононною в'язкістю, а надлишковий імпульс і надлишкова сила, що діє на центр розсіяння, визначається фононною (тепловою), тобто некогерентною складовою сили, яка залежить від температури, коефіцієнта Грюнайзена матеріалу та деякої величини P_D , яка є функцією, що визначається через параметр Дебая $X_D = \theta/T$, (θ – температура Дебая) і обчислюється за формулою

$$P_D = \frac{7}{X_D^7} \int_0^{X_D} \frac{x^7}{e^x - 1} dx. \quad (3.7)$$

Досі мало зверталось уваги на множник P_D , в який неявно входить температура зразка при опроміненні та температура Дебая матеріалу, з якого він виготовлений.

Ми розрахували значення P_D для низки матеріалів з різною температурою Дебая та визначили відношення теплової складової надлишкової сили в інтервалі температур 290 – 450 К до її значення при температурі 290 К [137]. Це відношення можна записати:

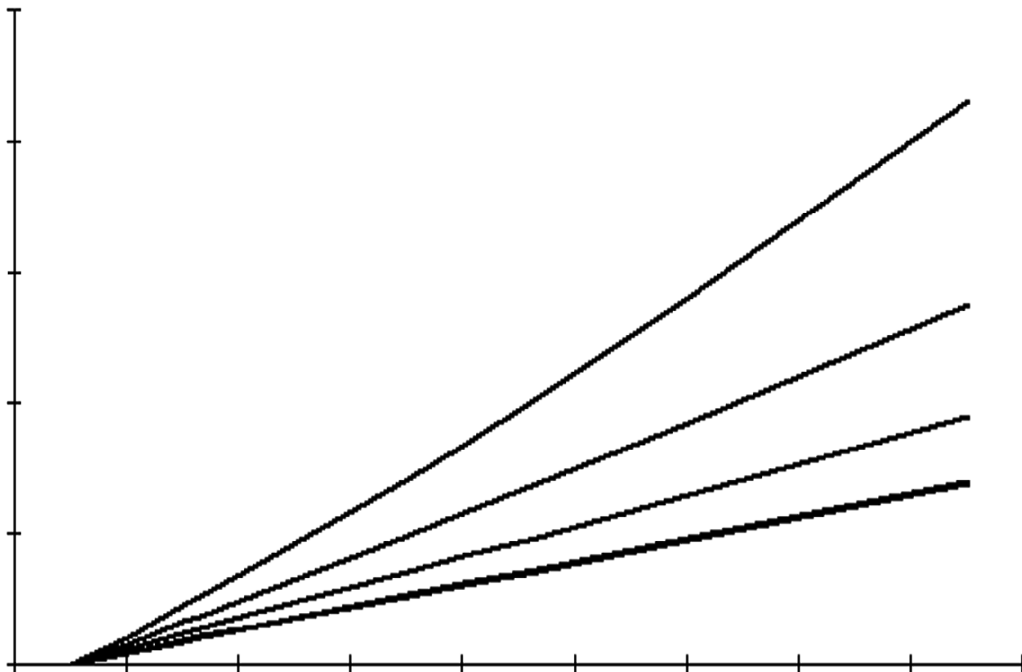
$$\frac{F_T}{F_{290}} = \frac{T}{290} \frac{P_D}{P_{290}}, \quad (3.8)$$

де P_{290} – числове значення функції P_D при 290 К.

Результати обчислень відношення сили F_T , що діє з боку лазерної ударної хвилі на центр розсіяння, до її значення при 290 К у температурному інтервалі 290 – 450 К для різних матеріалів наведено на рис. 3.4.

Це відношення зростає для кремнію з підвищенням температури в інтервалі 290 – 450 К в 2,4 раза. Для інших напівпровідникових матеріалів, з нижчою температурою Дебая, ця зміна в даному температурному інтервалі менша. При температурі 450 К для германію вона становить 1,9, а для HgTe, HgSe, CdTe практично не відрізняється і дорівнює 1,7. У той же час для сталі X18H10T-ВД, де температура Дебая приблизно в 1,5 раза вища, ніж у кремнії, відносна зміна є більшою і досягає значення 3,1 раза. Це пояснюється залежністю величини P_D , що визначається через параметр Дебая, від температури Дебая матеріалу.

Збільшення потужності лазерного імпульсу і відповідно амплітуди лазерної ударної хвилі у багатьох випадках дуже сильно ускладнює експеримент через енергетичні обмеження лазерної установки. Крім того, проблемою є вузький діапазон допустимих тисків лазерних ударних хвиль, при яких вводяться точкові дефекти, а зразок не руйнується і вже спотерігаються зміни параметрів, що можна зафіксувати за допомогою класичних методів дослідження дефектів у напівпровідниках. Особливо це помітно в малопластичних та крихких матеріалах.



Отримана залежність показує, що при дії лазерної ударної хвилі в кремнії можна значно збільшити надлишкову силу, що діє на розсіюючі центри, зміною температури зразка в області температур, близьких до кімнатної, не збільшуючи при цьому потужність лазерного імпульсу, або збільшуючи при заданій потужності площу поверхні, що опромінюється.

Для експериментальної перевірки цих міркувань було проведено експерименти щодо дослідження впливу лазерної ударної хвилі на зміни електроопору приповерхневих шарів кремнію [137]. Як уже вказувалося [153], границі розділення та поверхні мають більшу чутливість до впливу ударних хвиль. Розглянемо дане питання детальніше.

Вплив лазерних ударних хвиль на електропровідність приповерхневого шару кремнію, захищеного від прямої лазерної дії екраном

Інтерес до вивчення границь розділу та поверхні пояснюється кількома причинами.

По-перше, з фізичних міркувань границя розділу двох середовищ, як і поверхня кристала, мають більшу чутливість до впливу ударної хвилі. Адже саме на границі та при виході ударної хвилі на зовнішню поверхню має місце зміна швидкості поширення хвилі, відбивання хвилі від межі поділу середовищ, і як результат – зміна фази та викликана нею нестійкість самої межі поділу, що

фактично підтверджується роботами з вивчення нестійкості Рихтмайера-Мешкова границі розділу середовищ при проходженні через них ударних хвиль [172].

По-друге, через осциляції на фронті ударної хвилі, що виникають у результаті дисперсійних явищ, через малу ширину границі розділу (вона є порядку ширини фронту самої хвилі), відповідно підсилюються нестабільності стану структури і змінюється ефективність впливу ударної хвилі.

По-третє, ефективність розсіяння ударної хвилі на границі кристалу та границі розділу матеріалів буде більшою внаслідок локальних змін модуля зсуву, що викликано неоднорідним оточенням атомів на цих поверхнях. Це, згідно з формулою Янушкевича [4], призводить до зростання ймовірності появи точкових дефектів у матеріалі під дією лазерної ударної хвилі. Крім цього, поверхня розділу та границя кристала є ефективним місцем стоку дефектів, що вводяться під час зовнішніх імпульсних впливів – світлового, радіаційного [151, 152, 173].

В роботі [137] досліджувалось накопичення дефектів у приповерхневому шарі однорідно-легованих пластин кремнію і їхній відпал та зроблено порівняльний аналіз з результатами, отриманими в експериментах із дослідження впливу лазерних ударних хвиль на стан дефектів у структурах з макронеоднорідностями, де показано, що кількість різного типу макронеоднорідностей у плівкових структурах може по-різному змінюватися під дією ударної хвилі.

Опромінення зразків проводилося при кімнатній температурі за методикою, описаною в розділі 2. В якості ПКС та для забезпечення акустичного контакту між досліджуваним зразком та захисним екраном використовували спирт. Екран вирізався з тих же пластин, що й зразки досліджуваного кремнію. Це дозволило не тільки ефективно перерозподілити енергію хвилі між ПКС та екраном, але й спростило розрахунок глибини переходу акустичної хвилі в ударну, що є дуже важливим у випадку багат шарових структур.

Матеріалом служили зразки у вигляді пластин монокристалічного кремнію, легovanого бором, з питомим опором 10 Ом·см. Електроопір визначали як в ділянці зони опромінення, так і в неопроміненій зоні (для контролю) на відстані, не ближчій за діаметр плями. Вимірювання питомого опору здійснювали чотиризондовим методом.

Було проведено два варіанти експериментів. У першому досліджувалось утворення та відпал дефектів у трьох областях пластини, віддалених між собою на відстань, що значно перевищує радіус світлової плями, при одноразовому моноімпульсному опроміненні з різними густинами потоків, а відповідно і з різними тисками та глибинами утворення ударної хвилі.

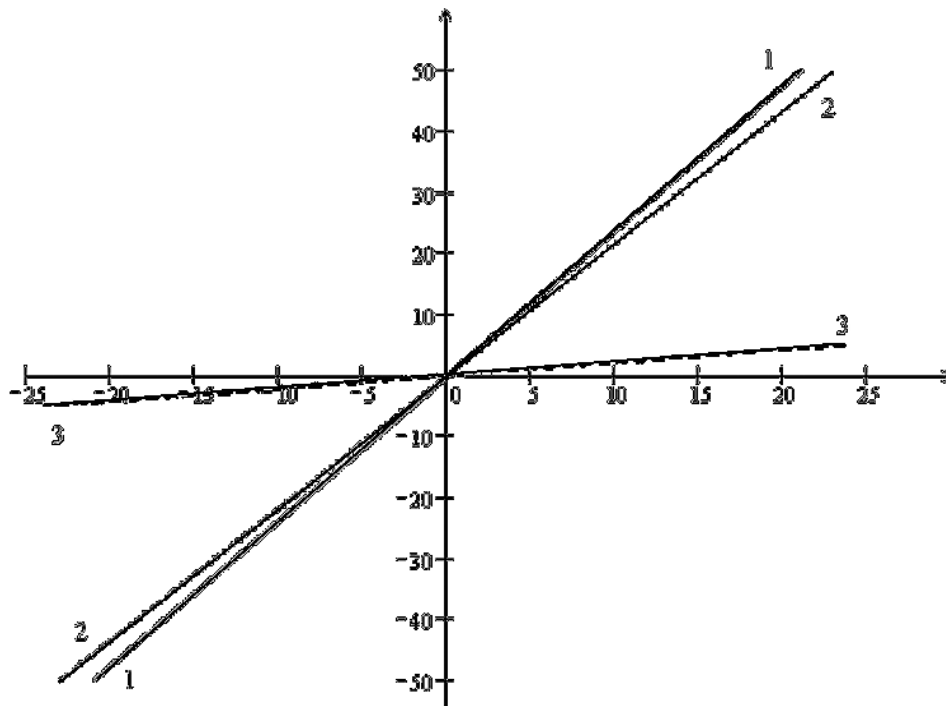
У другому варіанті експериментів досліджувалось накопичування дефектів в одній і тій же області, при її багаторазовому опроміненні з контролем змін електроопору та **ВАХ** після кожного «пострілу» лазера.

Як показали проведені вимірювання, зміни електроопору спостерігаються в усіх випадках опромінення і лежать у межах 2,5 – 11% після опромінення одним лазерним імпульсом.

При спробах досягти подальшого накопичення дефектів шляхом багаторазового опромінення (понад 4–5 послідовних «пострілів», при сталій густині потоку) спостерігається розколювання пластин.

Виявилося, що дефекти розподіляються в області, яка практично обмежується розмірами світлової плями лазера. Звідси випливає, що нормальна складова механічних напружень у наших експериментах помітно перевищує тангенціальну. Крихке руйнування пластин відбувається по певних площинах. Це свідчить про орієнтаційний характер створених лазерною ударною хвилею напружень. В оптичний мікроскоп видно, що поверхня уламків пластини має вигляд правильних багатокутників.

На **рис. 3.2** показано ВАХ зразків після обстрілу різними густинами потоку, яким відповідають різні значення тисків та глибин переходу акустичної хвилі в ударну. Як до опромінення, так і після опромінення, ВАХ залишаються лінійними в області 10% зміни опору, і тільки перед розколом зразків опір зростає на порядок, з'являються нелінійності ВАХ в інтервалі струмів 1 – 50 мА. При цьому нахил ВАХ змінюється від 5,5 (при силі струму 1 мА) до 4,4 – 4,3 (в інтервалі 20 – 50 мА) у зразках перед руйнуванням, в той час як в інших опромінених зразках нахил залишається постійним. Ми пояснюємо це появою в зразках, що знаходяться в передруйнівному стані, мікротріщин, викликаних значною концентрацією введених лазерною ударною хвилею точкових дефектів.



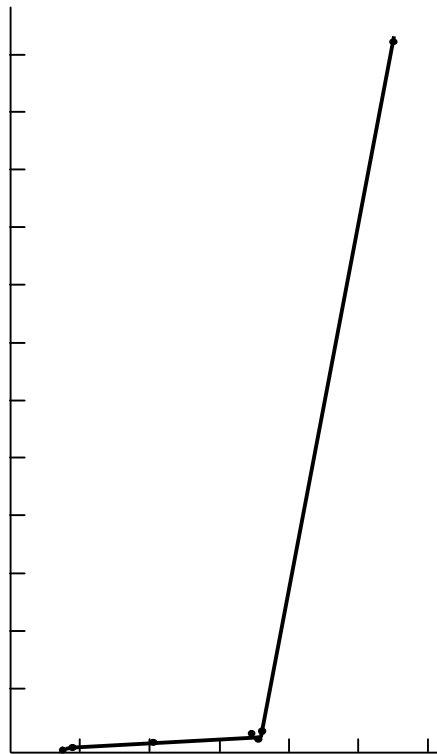
На **рис. 3.3** показано залежність відносної зміни електроопору від сумарної поглиненої густини потоку енергії. Як бачимо з рисунка, ця залежність має нелінійний характер і корелює з результатами роботи [67]. Автори даної роботи пояснюють отриману ними залежність концентрації введених лазерною ударною хвилею дефектів від сумарної поглиненої енергії збільшенням ефективності розсіяння ударної хвилі зі зростанням кількості центрів розсіяння, тобто точкових дефектів, що введені попереднім імпульсом тиску. В нашому випадку на ділянці I відносні зміни електроопору матеріалу не перевищують 12%, а на ділянці II вони різко зростають на порядок, що свідчить про руйнівні процеси, викликані багаторазовим опроміненням зразків.

Для зменшення впливу дефектів та виявлення їх ролі в зміні характеристик напівпровідникових матеріалів і приладів проводять термічний відпал. Даному питанню присвячено дуже багато статей та монографій (див., наприклад [99, 152, 174, 175]). Відпали проводяться як у рівноважних термічних умовах тривалістю від 500 с і більше, так і в імпульсному режимі з використанням галогенних ламп, електронних та іонних пучків, а також лазерів з тривалістю імпульсів від мілі- до пікосекунд.

У наведених дослідженнях відпал зразків здійснювався в інтервалі температур 290 К – 450 К. Вибір температур відпалу визначався, виходячи із аналізу відомих літературних даних по відпалу кремнію після опромінення різними частинками та лазерними ударними хвилями [173, 176].

Було виявлено, що відпал при температурі 290 К упродовж 14 діб не змінив величину електроопору: вона залишилася такою самою, як і в перший момент після лазерної ударно-хвильової обробки. Тому через 350 годин після опромінення зразків була проведена серія відпалів в інтервалі температур 350 – 450 К. Після десятихвилинного відпалу при температурі 350 К електроопір зменшився. Черговий 10-хвилинний відпал при тій же температурі викликав збільшення електроопору до величини, що перевищує його значення перед першим 10-хвилинним відпалом. У результаті після 20-хвилинного відпалу при 350 К було отримано відносне збільшення електроопору до 20%.

Наступний 10-хвилинний відпал при 400 К дав зменшення електроопору. Продовження спаду електроопору показав і його контрольний вимір після 10-хвилинного відпалу при 450 К. При подальшій 60-хвилинній витримці зразків при 450 К величина електроопору з точністю 1,2% наблизилася до свого вихідного значення перед опроміненням. При цьому відновилась і лінійність ВАХ.



Таким чином, зміни електроопору зразків при відпалі в інтервалі температур 350 К – 400 К мають немонотонний характер, а електроопір – тенденцію до поступового наближення до рівноваги. Відновлення електроопору в інтервалі 400 К – 450 К означає відпал точкових дефектів. Згідно з [176] в цьому інтервалі відпалюються точкові дефекти, що відносяться до найпростішого типу комплексів, які включають домішки та вакансії або

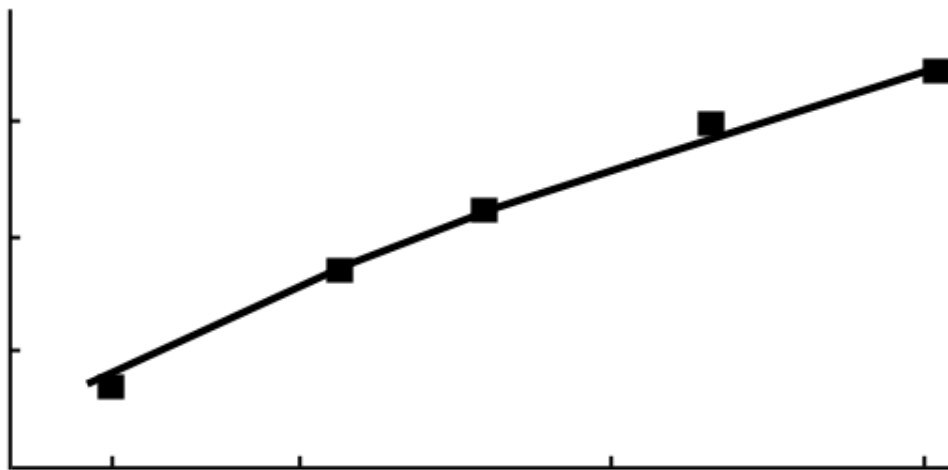
дивакансії [177]. Слід відзначити, що дислокації в кремнії відпалюються при значно вищих температурах.

Немонотонний характер електроопору при відпалі показує:

1) неоднорідність введення дефектів після кожного «пострілу», яка пов'язана із залежністю глибини утворення ударної хвилі та координати її затухання від величини створеного тиску, а, значить, і густини потоку падаючого на екран випромінювання;

2) трансформацію дефектної підсистеми зразків у процесі відпалу.

На **рис. 3.4** показано зміну електроопору залежно від глибини переходу акустичної хвилі в ударну (X_s), побудовану у відносних одиницях. X_s обчислювали за формулою, наведеною в роботі [48]. За одиницю X_s прийнято таке значення X_s , при якому впевнено реєструються зміни електроопору поверхні екранованого зразка, пов'язані з ударно-хвильовою дією. Відрахунок X_s для кожного значення густини потоку q проводився від поверхні кремнієвого екрана, на яку падав лазерний промінь. Графік побудований на основі експериментальної залежності електроопору R поверхні зразка, екранованої від прямої лазерної дії як функції відповідної густини потоку енергії.



Зростання густини потоку q призводить до зростання тиску p . Відомо, що амплітуда тиску лазерної ударної хвилі пропорційна до \sqrt{q} . Тоді можна чекати, що зі зростанням q буде зростати електроопір. Подібне спостерігалось в роботі [4] при дослідженні змін електроопору в об'ємі кремнієвого зразка. Із наших експериментів випливає, що в діапазоні густин потоку $(1,1 \cdot 10^{12} - 2,4 \cdot 10^{12})$ Вт/м² приріст електроопору поверхневого шару зі зростанням q зменшується і навіть може бути від'ємним. Щоб пояснити цей факт, необхідно враховувати

додаткові фактори, які можуть при однакових параметрах випромінювання викликати або, навпаки, не викликати очікувані зміни параметрів та характеристик оброблюваних зразків. Зокрема, таким фактором є глибина переходу акустичної хвилі в ударну, яка залежить не тільки від густини потоку, але й геометрії зразків, а тому необхідно розглянути механізм трансформації акустичної хвилі в ударну для багатошарових мішеней (структур).

Механізм трансформації акустичної хвилі в ударну для багатошарових структур

Оскільки лазерна ударно-хвильова обробка матеріалів характеризується виникненням лазерної ударної хвилі то, як відзначено в роботі [47], дія такого типу хвиль може мати як руйнівний, так і неруйнівний характер, при якому утворюються точкові дефекти й дислокації, відбуваються зміни властивостей матеріалів, у тому числі й можливе їх покращення [178]. Для зменшення руйнувань матеріалу при лазерній ударно-хвильовій обробці опромінення проводять у ПКС із використанням спеціальних методик послаблення дії відбитої хвилі [32, 43]. Часто при цьому опромінювані зразки складаються з кількох щільно контактуючих шарів різної товщини, що складаються з різних матеріалів.

При опроміненні неоднорідних мішеней, які складаються з кількох шарів матеріалів, що перебувають в акустичному контакті між собою, необхідно врахувати залежність глибини утворення лазерної ударної хвилі X_s (глибину формування розриву при переході акустичної хвилі в ударну), від густини потоку. Саме тому при опроміненні багатошарових структур короткими лазерними імпульсами необхідно дещо узагальнити формулу, яка визначає глибину утворення ударної хвилі, що генерується в мішені. Це потрібно робити у випадку, коли обчислена за формулою (1.2) величина X_s виявилася більшою за товщину h_l поверхневого (верхнього, поглинаючого) шару. В такому випадку ударна хвиля може виникнути в одному з наступних шарів мішені. Глибину її утворення можна оцінити, користуючись співвідношенням, наведеним у роботі [77],

$$X_{j+1} \approx (X_j - h_j) \left(\frac{C_{j+1}}{C_j} \right)^2 \left(\frac{\Gamma_j + 2}{\Gamma_{j+1} + 2} \right) \frac{Z_j + Z_{j+1}}{2Z_{j+1}}, \quad (3.9)$$

де X_j – визначена для попереднього шару товщиною h_j глибина утворення ударної хвилі;

C_j , Z_j , Γ_j – швидкість звуку, ударний імпеданс та коефіцієнт Грюнайзена для j шару;

а C_{j+1} , Z_{j+1} , Γ_{j+1} – аналогічні величини для $j+1$ шару.

Як бачимо з формул (3.1) – (3.6), на результати експериментів впливають не тільки енергетичні параметри лазерного імпульсу, але й інші фактори: температура зразка, тип середовища та акустичні параметри матеріалів мішені, яка включає ПКС, екран, зразок [103].

Аналізуючи отримані результати, необхідно враховувати і той факт, що хвилі стиску та розвантаження, які зародилися в певному шарі у випадку обробки лазерною ударною хвилею багатошарових структур, при переході через границю двох середовищ будуть частково відбиватись. У спрощеному варіанті, для одномірного руху поздовжніх хвиль у напрямку, перпендикулярному до межі розділу двох середовищ, відношення амплітуд хвилі, що пройшла межу P_2 і падаючої P_1 можна визначити за відомим [179] співвідношенням:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2}{1 + \rho_1 c_1 / \rho_2 c_2}, \quad 3.10$$

де ρ_1, c_1 та ρ_2, c_2 – густини і швидкості звуку відповідно в середовищі перед межею поділу та після неї.

Обчислення показують, що при обраних в експериментах густинах потоку і використанні кремнієвого екрана, величина X_S лежить у границях 460 – 420 мкм і зменшується зі зростанням q . При цьому X_S наближається до поверхні зразка, так як вона обернено пропорційна \sqrt{q} [48, 180].

Необхідно відзначити, що одночасно збільшується швидкість наростання тиску та його градієнт біля поверхні зразка. Це, на нашу думку, відіграє роль не меншу, ніж сама величина тиску ударної хвилі.

Таким чином, у випадку початкового однорідного розподілу електроопору по поверхні після дії моноімпульсу можна при більшому значенні густини потоку отримати менший приріст електроопору і навіть його зменшення відносно попереднього значення при багаторазовому опроміненні. Це можна пояснити тим, що після дії лазерного імпульсу розподіл дефектів по глибині стає неоднорідним, а наступний імпульс може призвести до руйнування неоднорідностей, викликаних попереднім імпульсом. Аналогічна ситуація спостерігалась у випадку багатошарових вузькозонних напівпровідників з макронеоднорідностями, що існували в кристалах до опромінення, де лазерний ударно-хвильовий імпульс руйнував ці неоднорідності. Цікаво, що це є характерним для різних типів твердих тіл при модифікації їх поверхні як лазерними, так і йонними пучками [151, 152, 173, 181].

Розсіяння потоку нерівноважних фононів (лазерних ударних хвиль малої амплітуди) на точкових дефектах при різних температурах

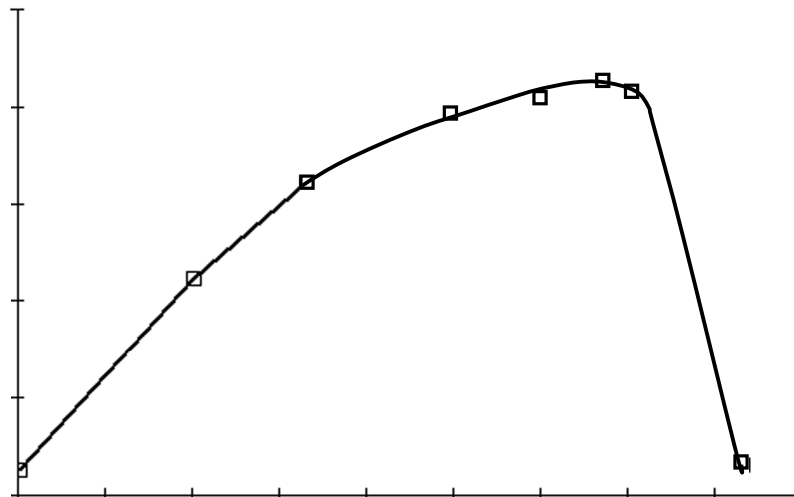
Малий діапазон тисків, при яких ще вводяться дефекти, а кремнієвий зразок не руйнується, стимулювали проведення досліджень впливу лазерних ударних хвиль в інтервалі вищих температур, оскільки підвищення температури зразку призводить до збільшення фононної складової сили, що діє на розсіюючий центр в кристалі, при менших значеннях тиску лазерних ударних хвиль. Опромінення зразків здійснювали на лазерному комплексі на базі ГОС-1001 за методикою, загальна схема якої наведена на **рис. 2.3**. Матеріалом служили кремнієві пластини КДБ-10. На відміну від описаних

вище експериментів, при опромінюванні зразок знаходився на масивному мідному розвантажувальному імпедансному столику для лазерної ударно-хвильової обробки, який розміщували в кварцовій камері й нагрівали його до заданої температури. Температуру контролювали за допомогою мідь-константанової термопари. Зразок екранували від прямої теплової дії лазерного променя мідним екраном. В якості ПКС і акустичного контакту з екраном та імпедансним столиком служила епоксидна смола. Її температура випаровування дозволила проводити експерименти в інтервалі температур до 400 К.

Вольт-амперні характеристики приповерхневих шарів зразків кремнію вимірювали чотиризондовим методом за кімнатної температури. На основі ВАХ визначали електроопір.

Після дії лазерних ударних хвиль у досліджуваному інтервалі температур ВАХ залишались лінійними аж до початку утворення мікротріщин.

На **рис. 3.5** наведено залежність залишкової відносної зміни питомого електроопору приповерхневого шару опроміненого кристала кремнію від температури опромінення.



Залежність побудована на основі результатів вимірювань електроопору, які нормовані на його значення при пороговій густині падаючого на зразок потоку лазерного випромінювання. За порогове значення брали мінімальну густину потоку випромінювання, за якої вже спостерігаються зміни електроопору.

Бачимо, що при сталому тиску лазерної ударної хвилі зі зростанням температури, за якої опромінювали зразки, відносна зміна електроопору нелінійно зростає в області температур 300 – 360 К і досягає 10,4% при 360 К.

При підвищенні температури опромінення до 373 К спостерігається різке зменшення приросту електроопору до 2,6%. У роботі [153] показано, що в

інтервалі температур 400 – 450 К відбувається відновлення електроопору опромінених зразків, яке пов'язане з відпалом точкових дефектів, що належать до найпростішого типу комплексів.

Якщо припустити, що одночасно з утворенням точкових дефектів при збільшенні фононної складової тиску лазерної ударної хвилі, внаслідок підвищення температури, зростає також і їхня анігіляція, то спад приросту електроопору при 373 К можна пояснити конкуренцією цих двох процесів, з яких переважаючим є анігіляція.

Як впливає з експериментів, при збільшенні тиску лазерної ударної хвилі внаслідок зростання густини потоку лазерного випромінювання в 1,35 раза, відносна зміна електроопору зростає до 12,1%. При цьому утворення мікротріщин не було виявлено. Якщо продовжувати збільшувати густину потоку випромінювання, а відповідно й величину тиску, то зміни електроопору виходять на насичення при нижчих температурах опромінення. Насичення електроопору настає при досягненні змін електроопору 12 – 15 %.

В експериментах з опромінення при температурі 360 К насичення спостерігали на рівні змін 22,5%. Це супроводжувалося нестабільністю електроопору та утворенням мікротріщин. Виявлено, що при опромінюванні зразків кількома імпульсами настає насичення в зміні електроопору в межах 25 – 40 %. В оптичному мікроскопі при цьому спостерігали мікротріщини з характерними розмірами 0,1 – 2 мкм.

Після розколу кристала уламки відпалювались ізохронно до температури 500 К з інтервалом 50 К. Експерименти показали, що після розколу відносні зміни електроопору на опроміненій ділянці уламків після відпалювання при 500 К становили 5%. Ці залишкові зміни можна пояснити переходом при великих потоках енергій до умов, при яких величина сили фононного розсіяння достатня для утворення складніших дефектів, аж до утворення пор.

У наших експериментах досягаємо концентрації скупчень вакансій, що передуює переходу в стадію утворення мікропор, які при дії ударної хвилі на кремній, як впливає з комп'ютерних розрахунків [182], можуть досягати характерних розмірів до десятих міліметра.

Таким чином, насичення змін електроопору, що спостерігаємо в зразках до їх руйнування, можна пояснити розсіянням ударної хвилі на легуючих домішках і їхнім повним виходом при цьому з вузлів та наступним утворенням комплексів точкових дефектів [39, 41]. Положення максимуму залежить від температури опромінення зразка. При цьому діють два конкуруючих фактори: зростання фононної складової сили, що діє на центр розсіяння з боку лазерної ударної хвилі, та відпал уведених точкових дефектів. Останній проявляється помітніше, починаючи із температури вище 350 К, і підтверджується експериментами з опромінення кремнієвих структур при температурі в інтервалі 400 – 450 К.

3.1.2. Електронні процеси в структурах з р-п-переходом при дії лазерних ударних хвиль

Відомо, що при дії короткотривалого імпульсу тиску, генерованого лазером, у структурах плівка–метал спостерігається підсилення дифузії, а також утворення хімічних сполук [90, 178]. Це викликано виникненням високої нерівноважної концентрації точкових дефектів при такій дії.

Для пояснення просторового розподілу дефектів, закономірностей їхнього накопичування, відпалу та перебудови в роботі [82] був запропонований механізм утворення точкових дефектів в ударній хвилі малої амплітуди, викликаний лазерним імпульсом, пізніше розвинений та доповнений в [50, 87].

Звичайно, представляє інтерес аналіз роботи даного механізму при наявності в зразку плавного р-п-переходу, коли існує початково заданий просторовий розподіл домішок у матеріалі та локалізоване електричне поле.

В даному параграфі наведено результати дослідження впливу лазерних ударних хвиль на структури з р-п-переходом. Досліджувані р-п-структури були виготовлені з кремнію, легованого бором і фосфором.

Лазерні ударні хвилі створювались за допомогою неодимового лазера з LiF-затвором. Опромінювання здійснювалося при кімнатній температурі. Так як діаметр лазерної плями значно перевищував розміри зразка, то забезпечувалась однорідність впливу. В якості прозорого конденсованого середовища використовувалась епоксидна смола, а роль захисного екрана виконувала мідна фольга товщиною 100 мкм.

Для дослідження властивостей зразків застосовувалися методи вимірювання вольт-фарадних характеристик на частоті 1 МГц, так як на початковому етапі пошкодження напівпровідникового матеріалу ударною хвилею інші непрямі методи малочутливі до змін, що відбуваються в матеріалі, і не придатні для аналізу локального перерозподілу атомів та кількісних оцінок. Крім того, були зняті та проаналізовані пряма й зворотна гілки вольт-амперних характеристик опромінених зразків.

Якщо концентрація домішки в напівпровіднику змінюється стрибком від концентрації акцепторів N_a до концентрації донорів N_d , то утворюється різкий р-п-перехід. Зокрема, якщо N_a значно більше за N_d , то перехід буде несиметричним. Ширина різкого р-п-переходу

$$d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) (\varphi_k - U) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad 3.11$$

де φ_k – контактна різниця потенціалів;

U – величина прикладеної напруги.

Якщо концентрація домішок від р- до n-області змінюється за лінійним законом

$$N_d(x) - N_a(x) = \alpha x, \quad 3.12$$

де α – градієнт концентрації домішок, то ширина p - n -переходу в такому випадку буде визначатися співвідношенням

$$d = 2 \left(\frac{3}{2} \cdot \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k}{eb} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad 3.13$$

Бар'єрна ємність p - n -переходу $C_{\bar{o}} = \frac{dQ}{dU}$ у випадку різкого переходу визначається за формулою

$$C_{\bar{o}} = S \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e}{2(\varphi_k - U)} \cdot \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad 3.14$$

а в другому випадку (при лінійному розподілі домішок)

$$C_{\bar{o}} = S \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 eb}{12(\varphi_k - U)} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad 3.15$$

Таким чином, на основі експериментальних залежностей $\frac{1}{C^2} = f(U)$ і $\frac{1}{C^3} = f(U)$ можна визначити характер розподілу домішок в p - n -переході.

На **рис. 3.6 – 3.8** наведено результати впливу імпульсу тиску, генерованого лазером наносекундного діапазону, на p - n -структури кремнію з лінійним розподілом домішок.

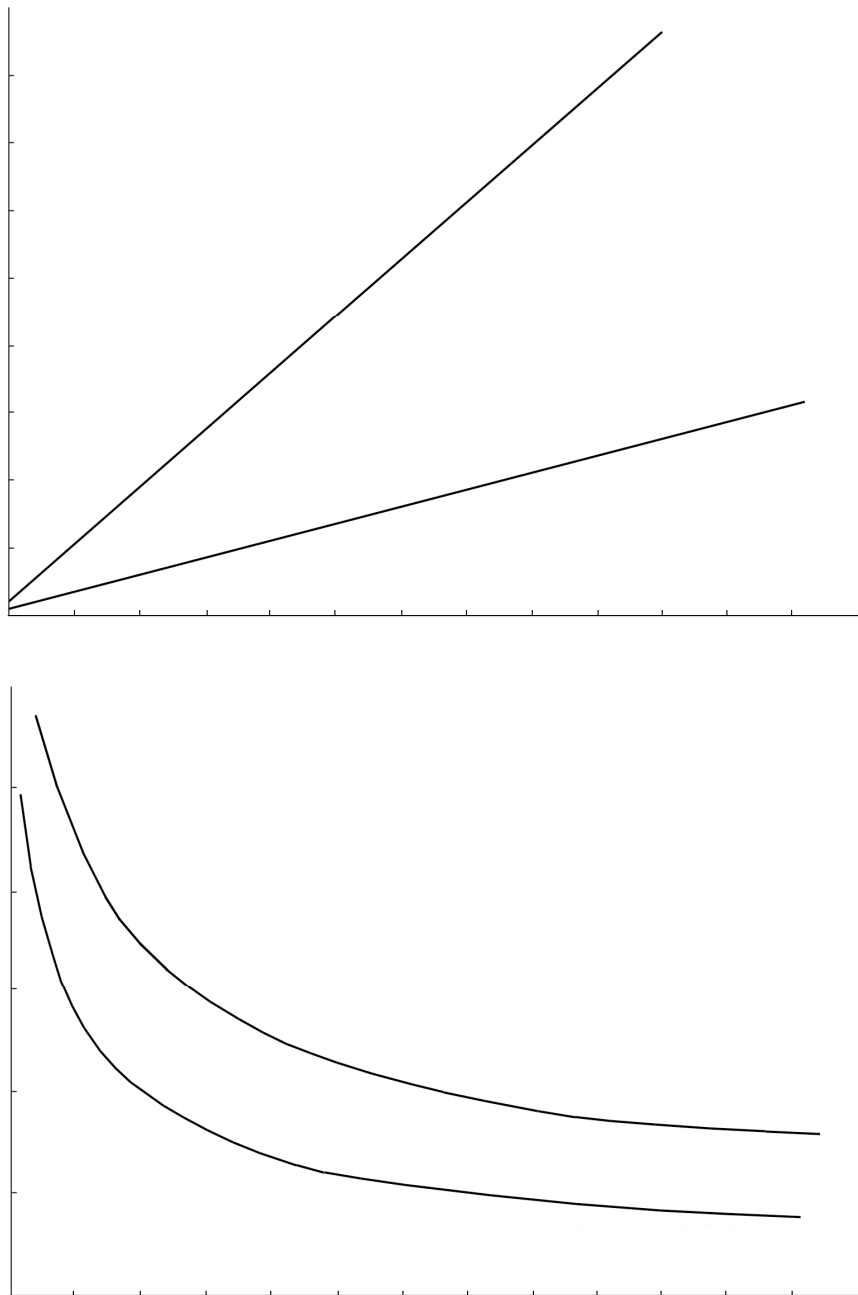
Лінійність розподілу домішок оцінювалася за залежністю

$$f(U) = \frac{1}{C^3}, \quad 3.16$$

де C – бар'єрна ємність переходу;

U – прикладена напруга.

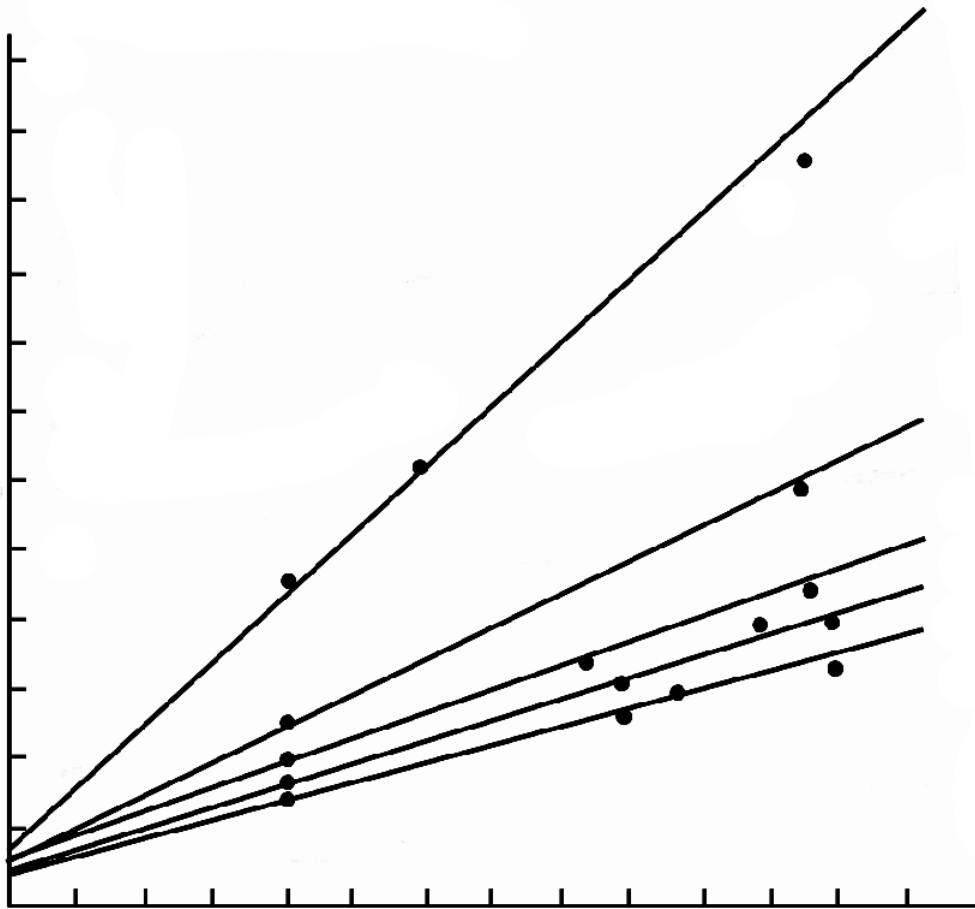
Як бачимо з **рис. 3.6 та 3.7**, де показана така залежність для типового зразка до і після лазерного впливу, його електроємність збільшується, лінійність залежності $f(U) = \frac{1}{C^3}$ зберігається, а нахил лінії збільшується. Це свідчить про те, що характер розподілу дефектів у p - n -переході залишився лінійним, а градієнт концентрації домішок $\alpha = \frac{\partial N}{\partial X}$ збільшився.



На рис 3.7 наведено залежність бар'єрної ємності р-n-переходу для одного зі зразків, що відносився до однієї партії, з однаковими початковими характеристиками. Необхідно відзначити, що градієнт концентрації залежно від інтенсивності лазерного імпульсу тиску та числа імпульсів помітно змінювався для даних зразків. Якщо до лазерної дії градієнт концентрації домішок для усієї

серії був $\approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$, то після впливу він складав $1,3 \cdot 10^{18} - 3,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$ при тих же значеннях напруги на р-n-переході.

У результаті ізохронного відпалу опромінених зразків при температурах 373 К, 423 К, 473 К спостерігалось значне відновлення вольт-фарадних характеристик, що відповідає вирівнюванню градієнта концентрації домішок. При нагріванні зразків до температури 473 К градієнт наблизився до величини $\approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$. Зворотна вітка вольт-амперної характеристики р-n-структури до і після впливу практично не змінилась (в межах точності експерименту), а напруга пробою зменшилась.



Як впливає з роботи [183], при зворотному зміщенні р-n-переходу суттєву роль відіграє генераційний струм $I_{гзв}$, викликаний зменшенням концентрації носіїв у порівнянні з початковою.

При цьому $I_{гзв} = f(W_{p-n}/\tau)$, де W_{p-n} – ширина р-n-переходу; τ – ефективний час життя носіїв.

Ширина p - n -переходу після впливу, як впливає із вимірів вольт-фарадних характеристик, зменшилася. При постійній $I_{г\text{ обр}} \approx \text{const}$ повинен зменшитися й ефективний час життя носіїв. Це відповідає зростанню числа пасток N_t , оскільки

$$\tau = \frac{\sigma_p \sigma_n \mathcal{G}_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right)}, \quad 3.17$$

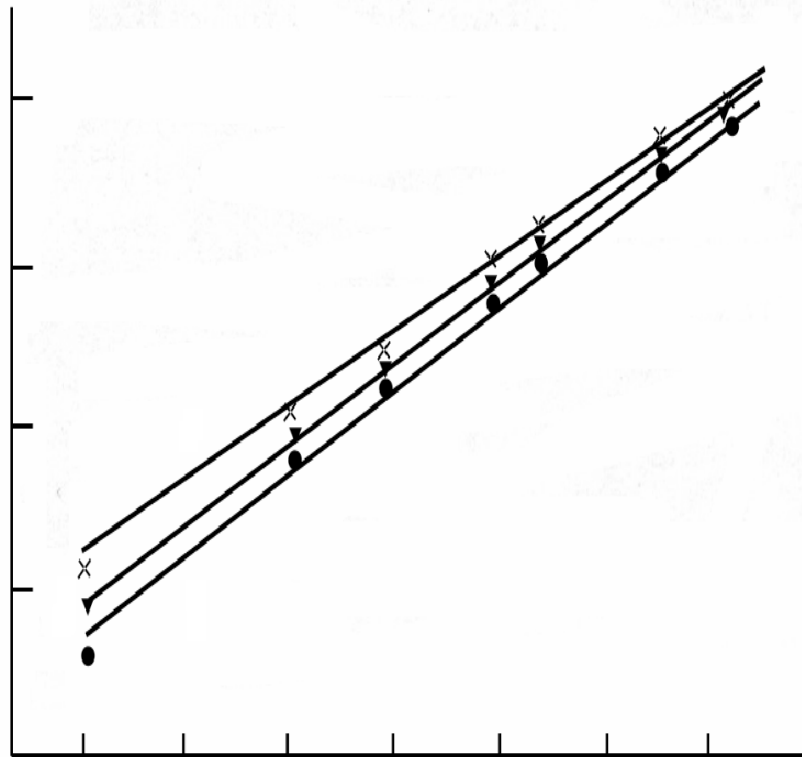
де σ_n, σ_p – переріз захоплення електрона і дірки;

\mathcal{G}_{th} – теплова швидкість носіїв;

N_t – концентрація пасток;

E_p, E_f – рівень пасток і власний рівень Фермі.

Нахил прямої вітки вольт-амперної характеристики дещо зменшився (рис.3.8), що може бути пов'язано зі зростанням рекомбінаційного струму в області об'ємного заряду, через зменшення часу життя носіїв, збільшення контактної різниці потенціалів після впливу імпульсу тиску.



Область просторового заряду, ймовірно, повинна помітніше реагувати на вплив лазерного імпульсу тиску в порівнянні з матрицею зразка (базою) з двох причин.

По-перше, через різницю концентрацій домішок у зразках буде змінюватися їхній внесок у ефективність розсіювання імпульсу тиску. Справді, як відомо [50], згідно з уявленнями про фононний механізм бездислокаційної генерації дефектів при впливі лазерного імпульсу тиску останній розсіюється на неоднорідностях твердого тіла типу домішок, коливань ґратки, власних недосконаlostях кристала, типу вакансій і міжвузлових атомів. Такою неоднорідністю в нашому випадку будуть, насамперед, атоми бору й частково фосфору. Оцінювання показують, що надлишкова кінетична енергія, яку отримує бор, складає величину приблизно в 10^5 разів більшу, ніж середня енергія, яка припадає на атом у зразку при дії імпульсу тиску. Точкові дефекти, що утворюються в результаті зміщення, призводять до зміни градієнта концентрації домішок в області просторового заряду. В експерименті це проявляється у збільшенні ємності.

По-друге, ефективнішому зміщенню атомів саме в області просторового заряду на початковому етапі пошкодження повинна сприяти наявність електричного поля *p-n*-переходу. Поле повинно не тільки сприяти виникненню направленої потоку частинок при імпульсному впливі, а й призводити до розділення пари вакансія – атом домішки й утворенню стабільних у часі дефектів.

В результаті при отриманні атомом енергії, що перевищує енергію активації перескоку, яка зберігається протягом часу, більшого за ефективний період атомних коливань, він дифундує, збільшуючи градієнт концентрації. Ширина фронту імпульсу тиску, як впливає з оцінювань швидкості й тривалості імпульсу, складає сотні міжатомних відстаней, отож буде набагато меншої ширини області *p-n*-переходу.

За кривими відновлення зарядної ємності при ізохронному відпалі в інтервалі температур 300 – 480 К оцінювалися стадії відпалу дефектів. Застосовувалася методика, запропонована Келлі для описування процесів відпалу радіаційних дефектів за кривими властивість–температура [174].

Аналіз показує, що в нашому випадку можна виділити стадію відпалу в інтервалі температур 370 – 440 К. Відомо, що в цьому інтервалі можуть відпалюватися дефекти, які включають вакансії (наприклад, дивакансії) і домішкові атоми. Значна ширина піку на кривій відпалу, ймовірно, свідчить про накладання кількох процесів.

Якщо врахувати, що наявність поля *p-n*-переходу може стимулювати дифузію атомів в область просторового заряду в момент проходження ударної хвилі, то цим можна пояснити збільшення ємності *p-n*-переходу, що ми й спостерігаємо.

Наші результати корелюють з результатами, отриманими авторами роботи [67] з ударно-хвильового лазерного впливу на кремній, легований золотом і бором, коли виникала нелінійність ВАХ зразків унаслідок локалізації дефектів навколо важких домішок (атомів золота) і, як результат, поява потенціальних бар'єрів.

Порівняльний аналіз результатів багатьох робіт, присвячених дефектоутворенню під дією лазерних ударних хвиль, підтверджує той факт, що будь-які неоднорідності, в тому числі стан домішок (нейтральна, заряджена) і їхня початкова концентрація впливають на розподіл дефектів та їхню дифузію при ударно-хвильовому лазерному впливі [71, 184].

3.2. ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ В АРМКО-ЗАЛІЗІ ПІД ДІЄЮ ЛАЗЕРНОЇ УДАРНОЇ ХВИЛІ

3.2.1. Глибина ударно-хвильової дії, визначена по кривих кутового розподілу анігіляційних фотонів

Глибина ударно-хвильової дії вивчається різними методами [9, 48, 112, 113]. Зміна властивостей матеріалу по глибині визначається дефектами різного типу та напруженнями кристалічної ґратки, які створюються при цьому. Ми за межами зони термічного впливу визначали її за появою дефектів, які зондувались методом електрон-позитронної анігіляції. Така можливість зумовлена тим, що позитрони надзвичайно чутливі до вакансій, дислокацій та інших типів дефектів, які володіють надлишковим негативним зарядом.

Дослідження проводилися на зразках армко-заліза прямокутної форми розміром 12×12 мм, що мали товщину 0,08; 0,30; 0,45; 1,0; 1,7; 2,7; 3,8; 4,4 та 5,8 мм. Перед дослідженням зразки відпалювались у вакуумі 10^{-5} Па (з безмасляним відкачуванням) при 1173 К упродовж 1 години, після чого повільно охолоджувались до кімнатної температури. Опромінення зразків проводилося тільки з одного боку моноімпульсами неодимового лазера ГОС-1001 з енергією $E_0 = (13 \pm 2)$ Дж та тривалістю імпульсу $\tau_i = 5 \cdot 10^{-8}$ с. Експериментально (калориметричним методом) було визначено, що частина енергії, поглиненої зразком, виділялася після закінчення імпульсного впливу й становила близько $E_{\pi} = 1,3$ Дж. Крім цього, частина енергії лазерного імпульсу відбивається ($E_0 R$), виноситься при випаровуванні та екранується утвореною плазмою (E_e). З урахуванням цього енергію лазерного імпульсу можна записати у вигляді

$$E_0 = E_0 R + E_e + E_{\pi}, \quad 3.18$$

де R – коефіцієнт відбивання світла.

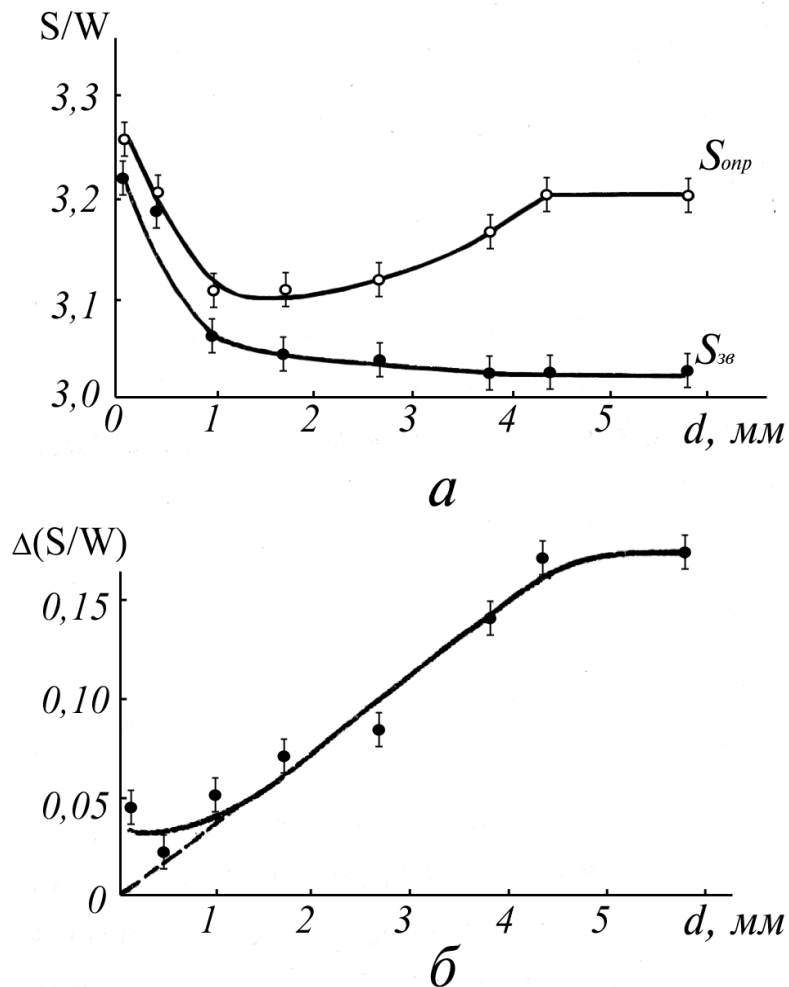
Кожен зі зразків опромінювався дев'ятьма імпульсами з діаметром плями фокусування 3 мм з рівномірним розподілом без перекриття по площі мішені. Сумарна площа зони впливу складала 50% від площі зразка. Для підсилення ударної хвилі опромінення здійснювалось через ПКС (епоксидна смола), яке наносилося тонким шаром на опромінювану поверхню. В цьому випадку розширення нагрітої плазми в обмеженій області, що дотикається до поверхні мішені, створює високоамплітудний та короткий імпульс тиску, необхідний для

ударно-хвильової дії. Після опромінення з лицьового боку зразків з'являються сліди від дії лазера. Максимальне значення тиску на зразок, оцінене за формулами [37], дає значення близько 2 ГПа.

Криві кутового розподілу анігіляційних фотонів отримували на стандартному довгощілинному спектрометрі з кутовим розширенням, яке дорівнює 1 мрад. За спектрами кутової кореляції розраховувався анігіляційний параметр S/W , що дорівнює відношенню площі центральної частини спектра шириною 4,0 мрад (симетричної відносно $\theta=0$) до площі хвостових частин спектра в інтервалах $[+7; +8.5]$ і $[-8.5; -7]$ мрад. Він характеризує рівень дефектності матеріалу. Мінімальне значення $S/W=3,00$ спостерігається для зразка α -Fe, відпаленого при 1173 К упродовж 1 години. Зі збільшенням концентрації дефектів параметр S/W зростає. Глибина зони зондування дефектної структури позитронами, в якій вони переважно анігілюють, складає 100 мкм.

На рис. 3.9 а показана залежність S/W -параметра для досліджуваних зразків від їхньої товщини при зондуванні позитронами як з боку опромінення, так і з протилежного. Бачимо, що для всіх зразків S/W -параметр вищий при вимірюваннях з опроміненого боку, причому найбільше значення спостерігається для тонких зразків. Для останніх результати, які отримані при вимірюваннях з різних боків, мало відрізняються. Зі збільшенням товщини зразків до значення $d = 4,4$ мм розходження $\Delta(S/W)$ лінійно зростає (рис. 3.9 б), при вищих значеннях d ріст $\Delta(S/W)$ зупиняється. Значення товщини в точці згину при $d = 4,4$ мм відповідає максимальній глибині, на якій виявляються дефекти при лазерному ударному навантаженні. Зменшення S/W -параметра, виміряного із тильного боку опромінених зразків, від значення 3,22 для тонкого ($d = 0,08$ мм) зразка до 3,00 для зразків товщиною понад 4 мм, свідчить про те, що виміряна із тильного боку концентрація дефектів, які утворюються при ударній дії, зменшується нелінійно зі збільшенням товщини зразка, відповідно, хвиля напружень доходить до тильної поверхні зразка при товщинах $\leq 4,4$ мм. При зондуванні позитронами зразків з боку опромінення на кривій $S/W=f(d)$ спостерігається широкий мінімум. Бачимо (рис.3.9 а), що інтервал значень d (0,08 – 4 мм), в якому знаходиться мінімум кривої $(S/W)_{опр}$, співпадає з інтервалом товщин, в якому проходить зменшення параметра $(S/W)_{зв}$. Тому поява мінімуму на кривій $(S/W)_{опр}$, ймовірно, зумовлена взаємодією хвиль напруження в зразку, викликаних розвантаженням опромінюваної поверхні (первинної) та фронту хвилі, відбитої від тильного боку зразка. В такому випадку за положенням мінімуму кривої $(S/W)_{опр}$ можна визначити ефективну тривалість імпульсу тиску (τ_r) з умови $2 \cdot d_m \approx g_{звук} \cdot \tau_d$. Звідси при $g_{звук} \approx 6000$ м/с для α -Fe та $d_m = 1,5$ мм отримуємо $\tau_d = 500$ нс. Це значення в 10 разів перевищує тривалість лазерного імпульсу на піввисоті та відповідає значенню, яке отримане в [185], де показано, що для Fe виміряна тривалість імпульсу тиску на половині висоти приблизно в 7 разів більше тривалості лазерного імпульсу (при $\tau_i = 30$ нс). Якщо при $d > 5$ мм вплив відбитої ударної хвилі не спостерігається, то при $d < 4$ мм необхідно враховувати вплив відбитої хвилі, яка може посилити

(при малому d) або компенсувати (при $d = 1,5$ мм) вклад заднього фронту імпульсу тиску в утворенні дефектів. Результати з визначення глибини лазерного ударно-хвильового впливу, отримані методом ЕПА за кутовим розподілом анігіляційних фотонів, узгоджуються із результатами, отриманими за допомогою Х-променів у роботах інших авторів, присвячених дослідженню розподілу напружень по глибині в різних металах і сплавах під впливом лазерних ударних хвиль. Основними дефектами, що були визначені даними методами, є дислокації та двійники.



3.2.2. Механізм дисипації енергії потужного лазерного імпульсу

Загальна поглинена матеріалом теплова енергія $E_{\text{п}}$ складається з двох основних вкладів: нагрівання випромінюванням поверхневого шару матеріалу ($Q_{\text{н}}$) та додаткового об'ємного нагрівання, який пов'язаний з дисипацією в зразку енергії ударної хвилі ($E_{\text{у.х.}}$), тобто $E_{\text{п}} = Q_{\text{н}} + E_{\text{у.х.}}$. При цьому основну роль у дисипації енергії ударної хвилі, як бачимо з **рис. 3.9**, відіграють дефекти.

Можна оцінити цей вклад та визначити роль поверхневого нагрівання в утворенні дефектів, що зондуються позитронами.

Якщо піковий тиск ударної хвилі перевищує динамічну границю текучості, то проходження хвилі викликає в металі інтенсивну пластичну деформацію, що призводить до значного збільшення густини дислокацій. Згідно з «моделлю акумуляції» [186] механізм дисипації енергії імпульсу ударної хвилі пов'язаний не тільки з підвищенням температури (у відповідності з гідродинамічною теорією), але й з генеруванням та рухом дислокацій. Робота, яка необхідна для руху дислокацій, описується рівнянням Піча-Келлера [186]

$$W = \tau_n b \bar{l} \rho, \quad 3.19$$

де τ_n – прикладене напруження (дотичне) зсуву;

b – вектор Бюргерса;

\bar{l} – середня відстань, яку проходить дислокація;

ρ – густина дислокацій.

Залежність шляху \bar{l} від ступеня деформації ε має вигляд [187] $\bar{l} = \varepsilon / (b\rho)$.

Із урахуванням цього рівняння (3.19) спрощується

$$W = \tau_n \varepsilon.$$

Поява дислокацій в залізі повинна проходити при досягненні величиною τ критичного напруження зсуву $\tau_n = 0,79$ ГПа [186]. Прямих методів вимірювання ступеня пластичної деформації $\varepsilon_{пл}$ при ударному навантаженні не існує. Цю величину можна визначити, виходячи з деяких припущень. У випадку однорідного та ізотропного матеріалу, яким є α -Fe, в лінійно-пружному наближенні гідростатичний тиск

$$P_\Gamma = P - \frac{4}{3} \bar{\tau}, \quad 3.20$$

де $\bar{\tau}$ – ефективна зсувова міцність решітки;

P – напруження стиску.

При $P \gg \bar{\tau}$ за фронтом ударної хвилі створюються умови майже рівноважного (гідростатичного) стиску. Сумарна пластична деформація, що викликана

ударним навантаженням, визначається як $\varepsilon_{nl} = \frac{4}{3} \ln \left(\frac{V}{V_0} \right)$. Вона відповідає сумі

деформацій, зумовлених хвилями стиску ($2/3 \cdot \varepsilon_x$) і розтягу ($2/3 \cdot \varepsilon_x$), де $\varepsilon_x = \ln \left(\frac{V}{V_0} \right)$,

V_0 – початковий об'єм, V – об'єм при проходженні ударної хвилі. Щоб при одночасному навантаженні у випадку лазерної імпульсної дії отримати гідростатичний тиск матеріалу, необхідно, щоб відбулася пластична деформація ($\varepsilon_{пл}$). У стані гідростатичного стиску виконується співвідношення

$$\sigma_x = K \varepsilon_x,$$

де σ_x – напруження в напрямку, паралельному напрямку розповсюдження ударної хвилі;

$K=1/k$ – модуль всебічного стиску (k – стисливість).

Оскільки стискуjące напруження, під дією якого проходить ударна хвиля $P = -\sigma_x$, то $\epsilon_x = k \cdot P$. Із урахуванням вищесказаного, отримуємо формулу, яка дозволяє оцінити вклад енергії ударної хвилі при $P > \tau_n$ і $W = E_{y.x.}$, що витрачається на рух дислокацій,

$$E_{y.x.} = \frac{4}{3} k \tau_n P. \quad 3.21$$

Звідси, у випадку дії лазерного імпульсу з $E_0 = 13$ Дж та $\tau_i = 5 \cdot 10^{-8}$ с при $P = 2$ ГПа і $k = 0,6 \cdot 10^{-11}$ м²/Н, для α -Fe отримуємо $E_{y.x.} \approx 0,4$ Дж. Деформація, яка при цьому виникає, незначна і складає $\epsilon_{nl} \approx 0,16$. Енергія ударної хвилі розповсюджується по об'єму матеріалу і не повинна призводити до нагрівання деформованої області ($\leq 0,03$ см³) більше, ніж на 10 К. Вклад поверхневого нагрівання (Q_n) в поглинену зразком енергію (E_n) складає близько 0,9 Дж. У даному випадку не враховано витрати енергії ударної хвилі на утворення точкових дефектів і вакансійних комплексів. При строгішому розгляді витрата енергії на нагрівання поверхневого шару буде меншою, тобто $Q_n < 0,9$ Дж. Швидке охолодження поверхневого шару призведе до утворення дефектів, розподіл яких по глибині буде визначатися температурним полем.

Розглянемо поверхнєве нагрівання зразка армко-заліза товщиною $d \gg \sqrt{4a\tau_i}$, що відповідає умові напівнескінченного середовища, при дії імпульсу лазера, який працює в режимі модульованої добротності з тривалістю, не більшою від 100 нс, що в два рази перевищує тривалість реального імпульсу, використаного в даних експериментах. Для плоского джерела в цьому випадку можна вважати, що прогрівання зразка відбувається за час $t \gg \tau_i$, (джерело можна вважати миттєвим), тоді, відповідно до [188],

$$T(x, t) = \frac{2Q_n}{s \cdot c \cdot \gamma \sqrt{4at}} \cdot e^{-x^2/4at}, \quad 3.22$$

де Q_n – частина поглиненої енергії, що перетворилася в теплову в поверхневому шарі та розподілена по площі плями фокусування s ;

c – питома теплоємність;

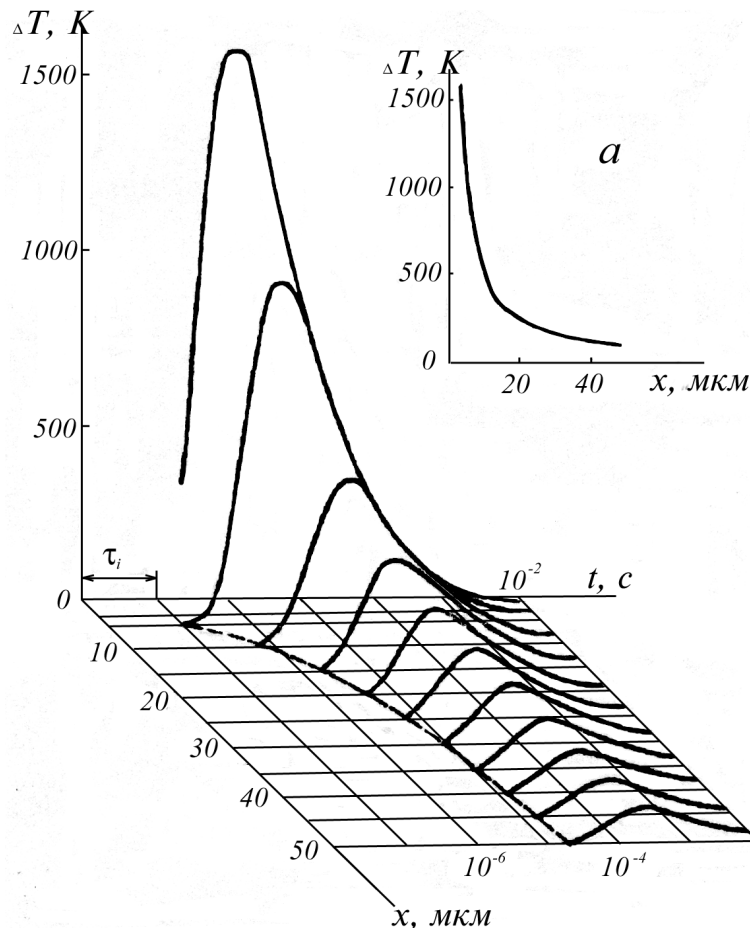
γ – густина;

a – коефіцієнт температуропровідності матеріалу;

x – відстань від опромінюваної поверхні.

На рис. 3.10 наведено залежності зміни температури від часу на різній глибині від опромінюваної поверхні α -Fe, нагрітої лазерним імпульсом тривалістю 100 нс. Складні фізико-хімічні процеси, що відбуваються в тонкому ($\delta \leq 1$ мкм) поверхневому шарі (зміна коефіцієнта відбивання з температурою і в результаті окислення, екранування випромінювання плазмою, вплив рідкої фази, перенесення енергії ударної хвилі в об'єм зразка і т.д.), у даному випадку не повинні суттєво впливати на отримані результати. Врахування розподілу енергії лазерного імпульсу при дії на α -Fe та аналіз температурних полів дозволили визначити такі характеристики: вклад поверхневого нагрівання складає менше 7% від енергії лазерного імпульсу, глибина зони загартування складає величину значно меншу 10 мкм, причому швидкість загартування з

твердого стану на глибині 5 мкм порядку 10^7 К/с. Високі швидкості охолодження тонкого (до 5 мкм) поверхневого шару повинні призводити до утворення нерівноважних вакансій. Глибина проникнення позитронів в α -Fe значно більша від товщини загартованого шару. Тому вклад останнього в значення параметра S/W при зондуванні позитронами опроміненої сторони складає 22%, але він однаковий для всіх зразків. При зондуванні позитронами тильної сторони опромінених зразків зміна параметрів позитронної анігіляції повністю зумовлена дефектоутворенням при проходженні ударної хвилі.



3.3. ВПЛИВ МЕХАНІЧНОЇ, ТЕРМІЧНОЇ ТА ЛАЗЕРНОЇ УДАРНО-ХВИЛЬОВОЇ ОБРОБОК НА ЕЛЕКТРОННІ ВЛАСТИВОСТІ СТАЛІ X18H10T-ВД

Сталь X18H10T-ВД відноситься до корозійно-стійких, жаростійких і жароміцних високолегованих сталей аустенітного класу, що може бути

застосована для виготовлення виробів та деталей різного призначення, які можуть експлуатуватися в умовах агресивних середовищ, навантажених деталей, здатних працювати при температурі до 600°C, або слабонавантажених і ненавантажених, що працюють при температурах 550°C–800°C в умовах хімічно активного середовища. Вона зварюється без всяких обмежень, не вимагаючи додаткових операцій. Вироби на основі цієї сталі можуть нормально працювати при криогенних температурах до температури рідкого азоту. Однак при нагріванні протягом значного часу при температурі вищій 450°C із твердого розчину випадають карбіди хрому, внаслідок чого сталь втрачає корозійну стійкість, з'являється схильність до міжкристалічної корозії. Практичне застосування сталі настільки широке, що технології не можуть обмежуватись лише температурною та деформаційною обробкою її механічних характеристик. Важливим є пошук нових методів впливу, в тому числі й шляхом лазерної ударно-хвильової обробки.

Нижче розглянуто дослідження, що проводилися методами електроопору та гамма-резонансної спектроскопії на зразках нержавіючої сталі X18H10T-ВД у вигляді фольги товщиною 10, 25, 50 мкм [110, 169, 189]. Роботи виконували з професором М.М. Ніщенко (Інститут металофізики ім. В.Г. Курдюмова НАН України) в рамках спільних досліджень.

Переведення зразків в аустенітний стан здійснювалось шляхом їхнього відпалу при 1173 К протягом 1 години у вакуумі $\sim 10^{-5}$ Па, а деформація відпалених зразків сталі X18H10T-ВД – шляхом їх прокатки на валках до заданої товщини.

Зразки товщиною 25 мкм опромінювались лазерними імпульсами тривалістю 50 нс з густиною потоку $q = 0,4 \cdot 10^9$ Вт/см².

Оскільки в момент дії наносекундних лазерних імпульсів над поверхнею матеріалу утворюється плазмовий факел, то з метою запобігання вторинного нагрівання від нього зразок захищали тепловим екраном з міді товщиною 80 мкм. Тепловий екран знаходився в акустичному контакті зі зразком.

Поверхню захисного екрана покривали шаром прозорого конденсованого середовища, що дозволяло збільшити тиск у зоні лазерного впливу. В цьому випадку гідродинамічне розширення плазми в ділянці, що дотикається до поверхні мішені та покриття, створює короткий високоамплітудний імпульс тиску (ударну хвилю).

Дослідження фазового стану зразків сталі X18H10T-ВД, які були у вигляді фольги товщиною 10, 25, 50 мкм, у процесі термічної, лазерної та деформаційної обробки, проводились при кімнатній температурі на спектрометрі ЯГРС-4М з джерелом ⁵⁷Со в матриці Сг.

Вимірювання електроопору проводили чотиризондовим методом у діапазоні температур 4,2 ÷ 1200 К.

Для дослідження корозійної стійкості зразки сталі X18H10T-ВД товщиною 25 мкм, що знаходились у різних станах: деформовані після відпалу до 50% шляхом прокатки, відпалені при 1273 К упродовж 1 год у вакуумі 10^{-5} Па з наступною, після відпалу, лазерною ударно-хвильовою обробкою по всій

поверхні з одного боку, витримувалися в агресивному середовищі рідкого літію при температурі 873 К упродовж 100 год.

3.3.1. Природа зміни електроопору та мессбауерівських спектрів сталі X18H10T-ВД при механічній та термічній обробці

Розглянемо вплив температур і пластичної деформації на мессбауерівські спектри сталі X18H10T-ВД. На **рис. 3.11** наведено мессбауерівський спектр поглинання зразка сталі X18H10T-ВД, прокатоного до товщини 25 мкм.

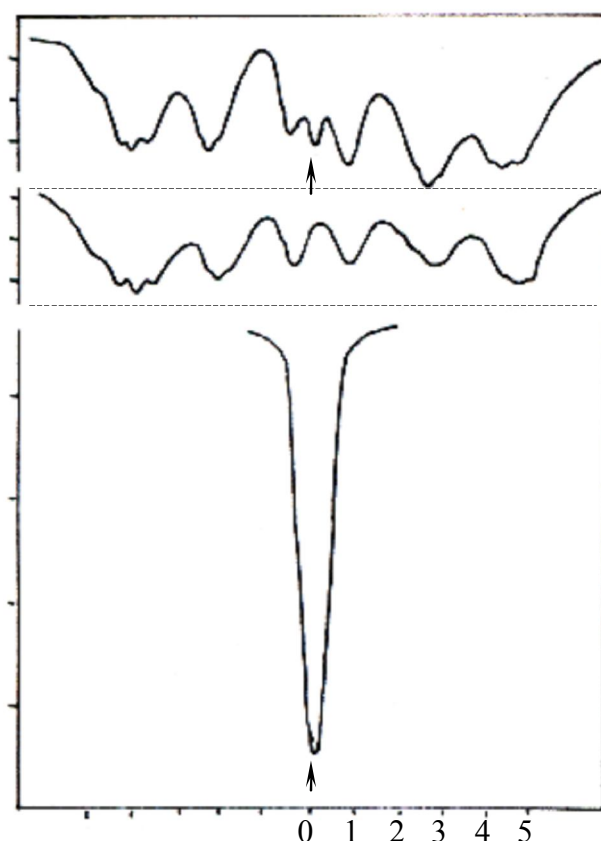


Рис.3.11. Мессбауерівські спектри поглинання сталі X18H10T-ВД:
а – після прокатки до 25 мкм; б – після прокатки до 10 мкм;
в – після відпалу прокатоного зразка при 873 К у середовищі аргону

На ньому спостерігається складний розщеплений спектр деформаційного мартенситу (α -фаза) в феромагнітному стані та слабка одинока лінія в центрі (з площею 5% від площі всього спектра), отримана від аустенітної (γ) парамагнітної фази. Після прокатки зразка до 10 мкм аустенітна фаза за мессбауерівськими даними не виявлена (**рис. 3.11 б**). Відпал прокатоного зразка при 873 К упродовж 0,5 год у захисному середовищі аргону призводить до $\alpha \rightarrow \gamma$ перетворення з утворенням, в основному, тільки аустеніту, що дає інтенсивну парамагнітну лінію (**рис. 3.11 в**). Складна структура спектра

мартенситу (рис. 3.11 а, б) зумовлена суперпозицією секстетів, які відповідають різним конфігураціям атомів заліза з різним числом атомів домішок у найближчому оточенні.

Результати дослідження впливу холодної пластичної деформації на фазовий склад сталі X18H10T-ВД, попередньо відпаленої в аргоні впродовж 0,5 години при 873 К, наведено на рис. 3.12.

У відпаленому (вихідному) стані зразок товщиною 25 мкм містить тільки одну фазу – аустеніт. Після холодної пластичної деформації цього зразка шляхом прокатки спостерігається зменшення кількості аустеніту в результаті $\gamma \rightarrow \alpha$ перетворення. Бачимо, що при ступені пластичної деформації $\varepsilon \approx 50\%$ аустеніт зникає повністю, і в спектрі спостерігається тільки одна фаза – деформаційний мартенсит (α -фаза).

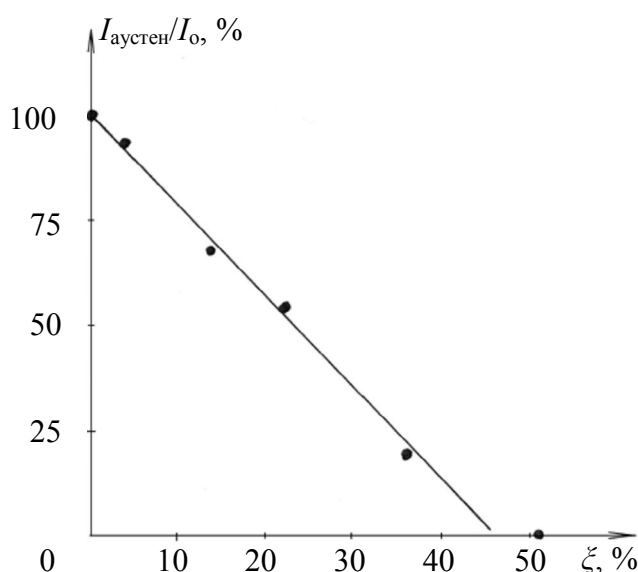


Рис.3.12 Залежність зміни кількості аустеніту (відносної площі спектра аустеніту) від ступеня холодної пластичної деформації відпаленої сталі X18H10T-ВД (25 мкм)

Кінетика $\alpha \rightarrow \gamma$ перетворення досліджена з використанням методу вимірювання електроопору сталі в процесі її нагрівання у вакуумі від кімнатної температури до 973 К. На рис. 3.13 наведено температурну залежність електроопору $R(T)$ для зразків сталі X18H10T-ВД товщиною 10 мкм. Відхилення від плавного ходу кривої $R(T)$ при нагріванні починається при 613 – 633 К, що свідчить про початок $\alpha \rightarrow \gamma$ перетворення.

Охолодження зразків, нагрітих до 973 К, призводить до сильнішої температурної залежності $R(T)$, що зумовлено меншим числом центрів розсіювання для електронів та більш однорідною структурою аустеніту в порівнянні з мартенситом.

В області температур нижче кімнатної в інтервалі 20 – 40 К спостерігається мінімум на кривій $R(T)$. У таблиці 3.1 наведені відношення електроопорів R_{293}/R_{5K} для зразків сталі X18H10T-ВД, які піддавалися різним термічній та механічній обробкам. Бачимо, що розсіювання електронів провідності на дефектах у сталі в аустенітному стані значно менше, ніж у мартенситному.

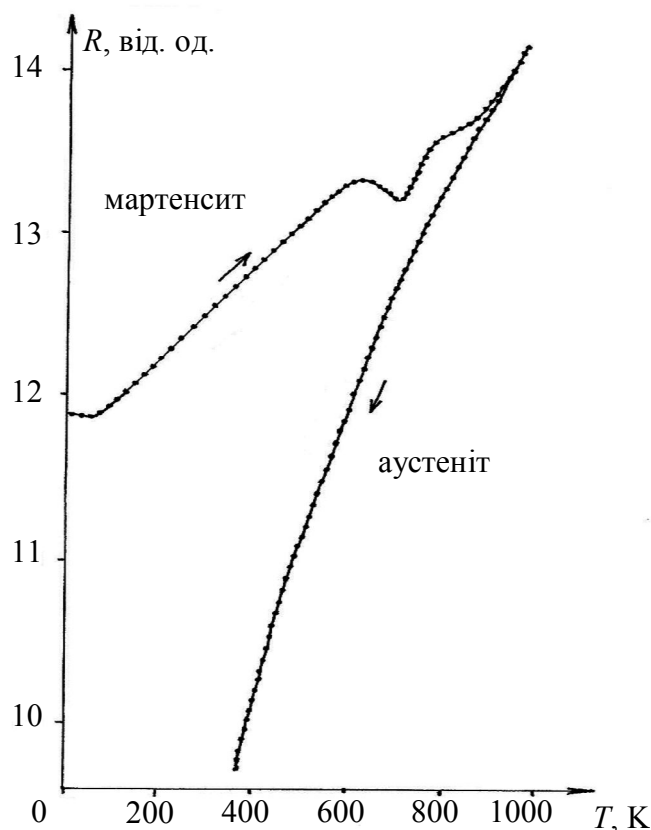


Рис. 3.13. Залежність електроопору зразків сталі X18H10T-ВД товщиною 10 мкм від температури

Таблиця 3.1

Тип обробки	Фазовий склад	R_{293}/R_{5K}
Прокатаний до 10мкм	Мартенсит	1,052
Прокатаний до 25 мкм	Мартенсит 95% + аустеніт 5%	1,076
Відпал 1300°C, 1 год, 10^{-8} торр	α -ферит+аустеніт	1,171
Відпал 500°C, 0.5 год, 10^{-7} торр	Мартенсит+аустеніт	1,238
Відпал 600°C, 0.5 год в аргоні	Аустеніт	1,414
Відпал 1000°C, 1 год, 10^{-7} торр	Аустеніт	1,458

На рис. 3.14 наведено криві $R(T)$, нормовані до одиниці при 5 К, для зразків сталі, які піддавались різній обробці. Аналіз даних, приведених на **рис. 3.13 і в таблиці 3.1** показує, що чим менше дефектність матеріалу, тим глибше мінімум на кривій $R(T)$ при 25 – 35 К. Наприклад, для сталі в аустенітному стані спостерігається глибокий і вузький мінімум, а для прокатої сталі – мінімум широкий і неглибокий. Звідси випливає, що параметри кривої $R(T)$ в області її мінімуму й відношення електроопору $R_{293}/R_{5\text{ К}}$ є чутливими до фазового стану, дефектної структури, наявності домішок. Це узгоджується з даними досліджень сталі X18H10T-ВД в роботі [128], де показано, що температура мінімуму опору і його глибина зменшуються при збільшенні ступеня пластичної деформації. Причому на ці характеристики найсуттєвіший вплив мають порівняно малі ступені деформації. Мінімум електроопору пов'язується з існуванням двох процесів розсіювання електронів провідності: звичайних процесів розсіювання на фононах і процесів розсіювання з перевертанням спіну на локалізованих магнітних моментах [52].

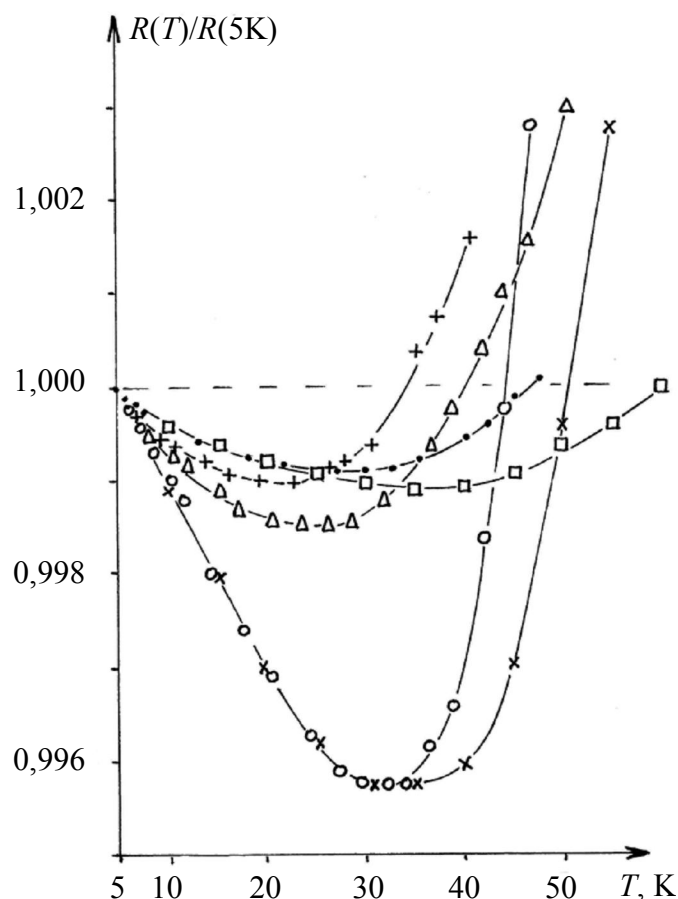


Рис. 3.14. Відносні зміни електроопору в області низьких температур зразків сталі після механічної і термічної обробки:

- – прокатаний у гарячому стані до 10 мкм;
- – прокатаний у гарячому стані до 25 мкм;
- Δ – відпалений при 500 °С у вакуумі 10^{-7} торр упродовж 0,5 год;
- × – відпалений при 600 °С в аргоне впродовж 0.5 год.
- – відпалений при 1000 °С у вакуумі 10^{-7} торр упродовж 1 год;
- + – відпалений при 1300 °С у вакуумі 10^{-8} торр упродовж 1 год.

Із **рис. 3.14** і **таблиці 3.1** випливає, що розсіювання електронів провідності на дефектах сталі в аустенітному стані значно менше, ніж в мартенситному. Вклад в електроопір, зумовлений розсіюванням електронів на таких недосконалостях кристалічної ґратки, як дислокації, границі зерен, міжфазні границі, як відомо, слабо залежать від температури. При зниженні температури вклад в опір, зумовлений розсіюванням електронів на фононах, зменшується, а другий – кондовський вклад, пов’язаний з розсіюванням на локалізованих магнітних моментах (магнітних кластерах), логарифмічно зростає. Суперпозиція цих двох вкладів і призводить до появи мінімуму на кривій $R(T)$.

Наявність мінімуму на кривій $R(T)$ зумовлена тим, що в металах, які володіють магнітним (антиферомагнітним) порядком, таких, як хром, спостерігаються кондовські аномалії електроопору, пов’язані з розсіюванням на магнітних кластерах чи “гігантських” магнітних моментах. Природним є

припущення, що в сплавах, в яких одночасно присутні локалізовані магнітні моменти та гігантські моменти (суперпарамагнітні частинки), при деяких умовах можливе існування мінімумів електроопору. Найсильніше цей ефект проявляється для сталі в аустенітному стані (відпаленій при 1273 К).

Дослідження впливу механічної та термічної обробок сталі X18H10T-ВД виявилися важливими при вивченні фізики впливу ударних хвиль малої амплітуди на фазові перетворення та корозійну стійкість даної сталі.

Після відпалу зразків сталі X18H10T-ВД при 1173 К упродовж 1 год у вакуумі $1,3 \cdot 10^{-5}$ Па, месбауерівський спектр має вигляд одинокої інтенсивної лінії від аустенітної γ -фази. Наступна холодна прокатка зразка до 50%, призводить до утворення мартенситу деформації (α -фаза), яка дає розщеплений месбауерівський спектр (рис. 3.15 а). Обробка лазерними імпульсами всієї поверхні зразка, який містив 95% мартенситу, призводить до появи в центрі спектра інтенсивної одинокої лінії на фоні ліній мартенситу, що свідчить про неповне $\alpha \rightarrow \gamma$ перетворення (рис. 3.15 б). При цьому інтенсивність центрального парамагнітного піка аустенітної фази збільшується на порядок. При обробці лазерними імпульсами зразка з меншим ступенем ($\varepsilon = 22\%$) деформації, який містить приблизно 50% мартенситу, ефект впливу лазерної ударної хвилі на γ -перетворення стає визначальним (рис. 3.15 в): кількість утвореного аустеніту зростає майже до 100%. Після опромінення зразків, попередньо відпалених при 873 К або 1273 К, які містили тільки аустенітну (γ) фазу, мартенситне перетворення не відбувається і повністю зберігається аустеніт.

Зворотний ($\alpha \rightarrow \gamma$) мартенситний перехід, який спостерігається при лазерному опроміненні, є результатом ударного стиску. Можна припустити, що така обробка поверхні матеріалу призводить до гомогенізації структури, очищення границь зерен від домішок та підвищення корозійної стійкості.

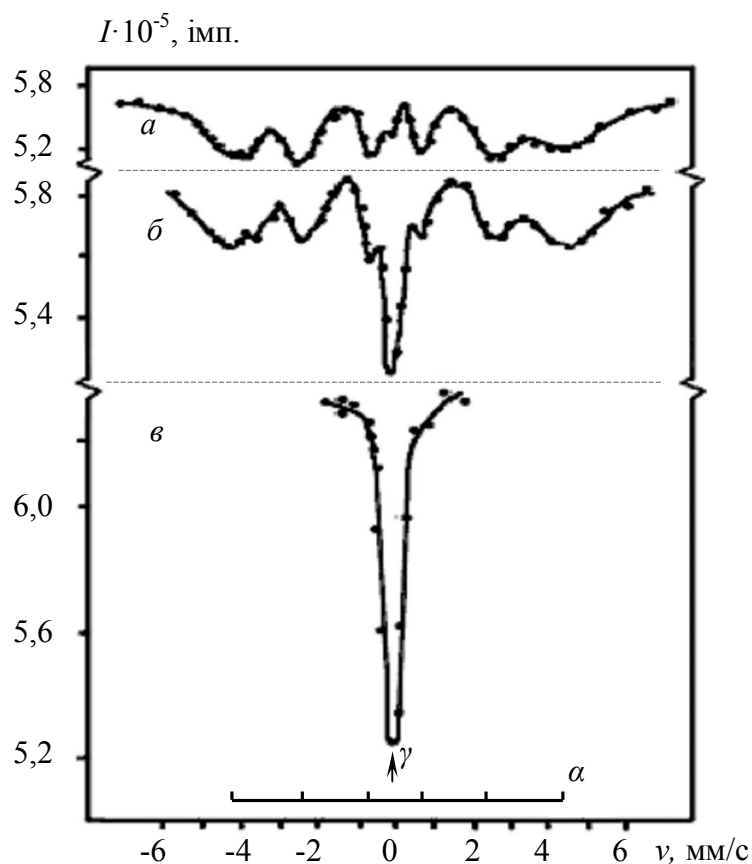


Рис. 3.15. Мессбауерівські спектри поглинання зразків сталі X18Ni10Ti-V до (а) і після (б, в) лазерної ударно-хвильової дії

У роботі [190] відзначалося, що обробка сталей ударними хвилями призводить до підвищення їх корозійної стійкості. На даний момент це питання продовжує залишатися в полі зору дослідників [112, 191, 192].

Як показали наші експерименти з корозійної стійкості, після витримки деформованих зразків у рідкому літїї при 873 K мартенсит перетворюється в аустеніт з невеликою структурою на крилах мессбауерівських спектрів, що свідчить про утворення фериту (α -фази) за рахунок селективного розчинення компонентів сталі в рідкому літїї. Відомо, що вихід тільки 2-3% нікелю з аустенітної сталі призводить до $\gamma \rightarrow \alpha$ перетворення з утворенням фериту, що легко виявляється методом ЯГР за появою магніторозщеплених компонентів. Попередній відпал зразків при температурі 1273 K помітно підвищує корозійну стійкість сталі в рідкому літїї. Однак на поверхні зразків з'являється світло-сірий наліт. Необхідно відзначити, що всі зразки, за винятком зразків, оброблених лазерною ударною хвилею, після витримки в агресивному середовищі рідкого літїю мали на поверхні світло-сірий наліт, який, імовірно, дають складні сполуки літїю. Після витримки в рідкому літїї при тих же умовах у зразках, відпалених упродовж 1 год у вакуумі 10^{-5} Па при 1273 K і потім оброблених лазерною ударною хвилею, світло-сірий наліт на поверхні відсутній, а спектр ЯГР залишається незмінним, тобто складається з лінії аустеніту. Тільки на зразках, оброблених лазерною ударною хвилею, після

витримки в рідкому літїї не вдалося виявити фазових та гравіметричних змін, а також збільшення мікротвердості. В усіх зразках, не оброблених лазерним випромінюванням, відбулися (за даними ЯГР) фазові ($\gamma \rightarrow \alpha$) перетворення за рахунок селективного розчинення нікелю з поверхні нержавіючої сталі X18H10T-ВД у рідкому літїї, які супроводжувалися збільшенням мікротвердості на 20%.

Як відзначалося вище, імпульс тиску значною мірою повторює форму лазерного імпульсу на висхідній гілці до максимуму і на початку спаду. Потім падіння тиску сповільнюється через те, що тиск середовища контролюється швидкістю відведення енергії із зони впливу в оточуючий її матеріал і значною мірою визначається акустичними характеристиками опромінюваної мішені. Очевидно, що ударні хвилі, амплітуда яких не перевищує границі динамічної міцності, не призводять до руйнування зразків. Однак у результаті їх поширення утворюються дефекти, які викликають зміну фізичних властивостей. Принципова відмінність впливу ударних хвиль від впливу хвиль напружень, згідно [82, 87], полягає в тому, що передавання імпульсу від атомів стисненої в ударній хвилі речовини до ще не збудженої речовини можна представити не як колективний рух атомів, а швидше як індивідуальні зіткнення, подібні до тих, які відбуваються при радіаційному впливі й супроводжуються зростанням ентропії.

Лазерні ударні хвилі напружень швидко згасають та розсіюються при проходженні через металеву мішень. Згасання, особливо зниження пікового тиску з відстанню, яку хвиля проходить в металі, визначає глибину зміни мікроструктури та властивостей. Воно залежить від механізмів дисипації енергії. Передбачається, що утворення та міграція дефектів у даному процесі відіграє основну роль. Якщо піковий тиск ударної хвилі перевищує динамічну границю текучості, то її проходження в металі викликає інтенсивну пластичну деформацію, що призводить до значного збільшення густини дислокацій.

У роботі [9] вивчався перенос енергії ударними хвилями в об'єм матеріалу, механізми утворення дефектів і їх розподіл по глибині. Глибина ударно-хвильового впливу за межами зони термічного впливу визначалася за появою дефектів, які зондувалися позитронами. Як вже відзначалося, позитрони є надзвичайно чутливі як до вакансій, дислокацій так і до інших типів дефектів, які мають надлишковий негативний заряд.

Після опромінення поверхні α -Fe лазерними імпульсами тривалістю 50 нс спостерігається поява протяжної ділянки об'ємного дефектоутворення, що простягається в зразках на глибину до 4 мм. Вона зумовлена проходженням через матеріал ударної хвилі й знаходиться за межами зони поверхневого термічного впливу, яка не перевищує 0,01 мм. Це вказує на те, що основним механізмом згасання ударної хвилі в α -Fe при дії потужних лазерних імпульсів є зародження та міграція дефектів.

Особливістю утворення дислокацій при ударному навантаженні є їхній рівномірний розподіл, ніж при пластичній деформації [186]. Зародження дислокацій відбувається в зоні фронту ударної хвилі (або близько до неї) під

дією зсувових напруг, що виникають при одновісній деформації. Утворення цих дислокацій призводить до релаксації зсувових напружень. При цьому вони переміщуються на малі відстані з дозвуковою швидкістю. Нові дислокаційні межі розділу створюються в матеріалі в міру поширення ударної хвилі.

Згідно з моделлю Мейерса обробка поверхні ударними хвилями призводить до гомогенізації дислокаційної структури й очищення границь зерен від домішок. Остання, згідно [82], може бути зумовлена міграцією атомів впровадження з границь зерен в його об'єм по міжвузлях під дією надлишкового імпульсу сил, набутих атомом впровадження у фронті ударної хвилі. Міграція домішкових атомів може бути описана на основі механізму розсіювання фононів на нерегулярностях ґратки, що призводить до локалізації енергії в областях нерегулярностей. При цьому центр розсіювання (домішка) набуває надлишкового імпульсу, який може бути достатнім для переміщення атомів по міжвузлях.

Ці міркування дозволяють пояснити причину зменшення швидкості селективної корозії в рідкому літій при 873 К (100 год) нержавіючої сталі Х18Н10Т-ВД, обробленої по всій поверхні лазерними ударними хвилями, у порівнянні з ідентичними зразками, але не обробленими лазерними імпульсами.

При лазерному ударно-хвильовому впливі гомогенізація структури й очищення границь зерен від домішок у результаті селективного розсіювання ударних хвиль на них і переважно стискуючого характеру напружень, є тими факторами, спільна дія яких необхідна для підвищення корозійної стійкості сталі. Це означає, що гомогенізована сталь з мінімальним вкладом домішок у розсіювання електронів провідності й найбільшим кондовським вкладом в розсіювання на локалізованих магнітних моментах (відпалена при 1273 К) має найвищу корозійну стійкість. Після обробки цієї сталі лазерними ударними хвилями практично не виявлено її корозійного руйнування в сильно агресивному металевому середовищі рідкого літію при високій температурі (873 К) упродовж 100 год.

Важливим для порівняння різних типів впливу на матеріали та вивчення точкових дефектів є дослідження їх спектрів електрон-позитронної анігіляції після обробки лазерними ударними хвилями та відпалу [159].

Вивчення процесів відпалу сталі Х18Н10Т-ВД методом ЕПА після лазерної ударно-хвильової обробки здійснювалося в інтервалі температур 300 – 873 К. При цьому порівнювалися ЕПА спектри кутового розподілу аннігіляційних фотонів з іншими видами обробки, зокрема гартуванням та деформацією.

Зразки зі сталі Х18Н10Т-ВД були відпалені при 1323 К упродовж 1 год у вакуумі 10^{-7} торр. Початковий стан сталі – аустеніт. Контроль фазово-структурного стану сталі здійснювався за допомогою ЯГРС.

Сpektри ЕПА дозволяють вивчати зразки сталі товщиною ~ 1 мм і шари товщиною 30 – 50 мкм від поверхні, що набагато перевищує характерну глибину проникнення теплоти в сталі, яка для тривалості імпульсу $\tau_n \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с складає величину, меншу 1 мкм.

Результати вивчення ізохронного відпалу дають можливість пов'язувати окремі стадії відпалу з відходом певного типу дефектів і оцінювати енергії активації їхнього руху за формулою [193]

$$E_a = kT_0 \ln(\nu k / \alpha E_a), \quad 3.23$$

де, $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ – частота Дебая;

$k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ еВ/К}$ – стала Больцмана;

T_0 – середня температура стадій відпалу;

$\alpha = \Delta(1/T) / \Delta t$; $\Delta(1/T) = 1/T_{\text{поч}} - 1/T_{\text{кінц}}$;

Δt – час відпалу при одній температурі.

На рис.3.16 наведено спектр ЕПА для різних видів обробки однакових зразків при їхньому нагріванні. По осі абсцис відкладено температуру, по осі ординат – приведену інтенсивність спектра КРАФ (кутового розподілу анігіляційних фотонів). Як бачимо з рис. 3.16, у відпаленому зразку немає ніяких змін у спектрі КРАФ. Водночас, температури, при яких починають відпалюватися дефекти після різних видів обробки (гартування та ударно-хвильова обробка відпаленого або деформованого зразків), відрізняються. У випадку загартованого сплаву відпал вакансій починається при температурі 473 К. При цьому енергія активації процесу $\sim 1,9 \text{ еВ}$.

Після ударно-хвильового впливу лазера з густиною потоку енергії випромінювання $q = 6 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ відпал утворених дефектів починається раніше, при нагріванні до 373 К. Енергія активації процесу $\sim 1,5 \text{ еВ}$. Низька температура початку відходу дефектів вказує на утворення вакансійних комплексів з можливою участю атомів упродовження в результаті ударно-хвильового впливу. Слід відзначити, що утворення атомів упродовження наявне насамперед при пошкодженні матеріалу потужними потоками частинок.

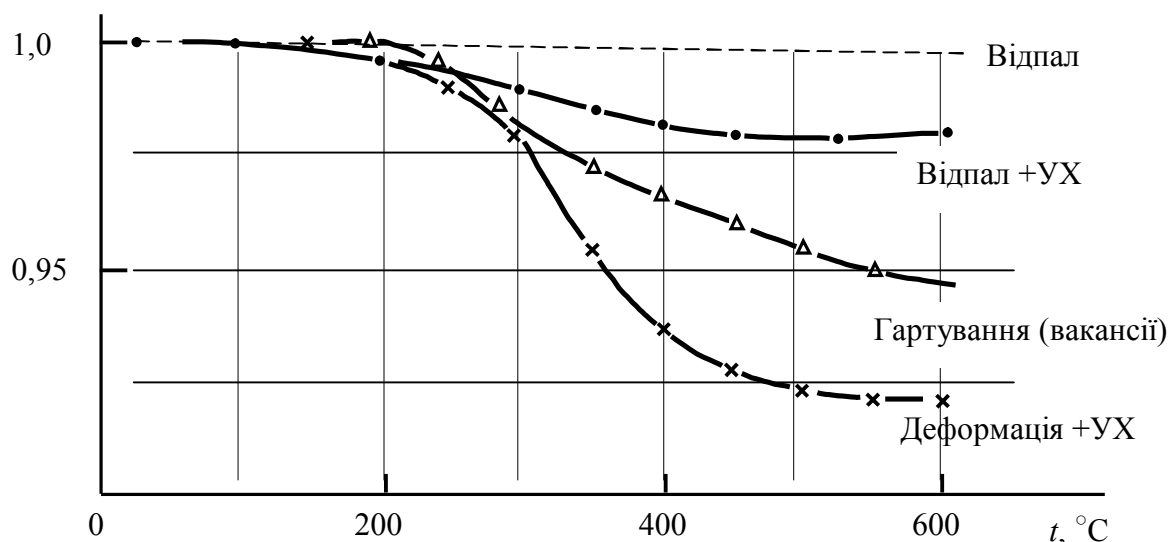


Рис.3.16. ЕПА-спектр кутового розподілу анігіляційних фотонів для різних видів обробки аустенітної сталі X18H10T-ВД

Отриманий спектр ЕПА та його порівняння з результатами роботи [194] підтверджує, що зміни дефектності матеріалу можливі не тільки при нагріванні зразків аустенітної сталі X18H10T-ВД лазером як з оплавленням, так і без оплавлення їх поверхні, але й при захисті поверхні зразків від прямого лазерного випромінювання. Зміни в матеріалі зразків в такому випадку є наслідком впливу на нього лазерного ударно-хвильового фактора. Як бачимо з експериментів, рухливість дефектів, які утворюються в сталі X18H10T-ВД при ударно-хвильовій дії, вища, ніж рухливість вакансій після гартування.

3.3.2. Механізм фазових перетворень та шляхи реалізації зворотного мартенситного переходу в сталі X18H10T-ВД під дією лазерних ударних хвиль

Розглянемо фізику процесу та механізм фазових перетворень під дією лазерних ударних хвиль малої амплітуди в сталі X18H10T-ВД. Високий рівень напружень σ і нетривалий час (< 1 мкс) впливу лазерних ударних хвиль при лазерному опроміненні визначають специфіку даного методу. Вони призводять до надвисокої швидкості навантаження ($\geq 10^4 \text{ с}^{-1}$) при низькому ступені деформації ($\leq 0,01$), що запобігає зміні форми опроміненого матеріалу. Поширення імпульсів тиску в металі у вигляді ударних хвиль призводить до таких же змін у мікроструктурі й властивостях, як і вплив ударних хвиль, отриманих іншими способами [186,195]. Однак точність, технологічність і безпечність лазерної ударно-хвильової обробки є вищими у порівнянні з методами, які використовуються вибуховими речовинами для аналогічної мети.

Серед ГЦК-металів нержавіюча сталь має одне із найменших значень енергії дефектів упаковки, а двійникування при ударному навантаженні з амплітудою більш низькою, ніж для нікелевих сплавів. При обробці нержавіючих сталей з 18%Cr і 8%Ni ударними хвилями тривалістю ~ 1 мс з високим ступенем (10-60%) деформації при швидкостях деформації в межах $10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$, як правило, спостерігається утворення мартенситу, який знаходиться у місцях перетину двійникових ділянок і утворення смуг ковзання. Експериментальні дані показують, що об'ємна доля α -мартенситу збільшується із зростанням амплітуди тиску і тривалості імпульсу. Більша тривалість імпульсу, при відсутності впливу теплових ефектів, збільшує як час взаємодії дислокацій, так і довжину їх пробігу, що сприяє створенню більш рівноважних дислокаційних скупчень. У [186] показано, що мартенсит майже не утворюється при ударному навантаженні ($P = 25$ ГПа), якщо тривалість імпульсу менша 2 мкс. Водночас збільшення тривалості до 6 мкс при цій же амплітуді призводить до утворення значної кількості мартенситу.

Як впливає з роботи [187], імпульс тиску лазерної ударної хвилі майже повторює форму лазерного імпульсу на висхідній вітці до максимуму й на початку спаду. Потім спад тиску вповільнюється через те, що тиск середовища контролюється швидкістю передавання енергії із зони впливу в оточуючий її матеріал. Затухання лазерних ударних хвиль, особливо зниження пікового

тиску з відстанню, яку хвиля проходить у металі, визначає глибину зміни мікроструктури і властивостей. Воно повинно залежати від механізмів дисипації енергії. Якщо піковий тиск ударної хвилі перевищує динамічну границю текучості (0,79 ГПа для Fe), то її проходження викликає в металі інтенсивну пластичну деформацію, що призводить до значного збільшення густини дислокацій. У роботі [9], з використанням методу електронно-позитронної анігіляції, було встановлено, що після опромінення поверхні α -Fe потужними лазерними імпульсами тривалістю 50 нс з'являється протяжна область об'ємного дефектоутворення, яка зумовлена генеруванням у матеріалі й проходженням через нього ударної хвилі. Вона поширюється далеко (> 4 мм) за межі зони поверхневого термічного впливу ($\leq 0,01$ мм), на основі чого ми дійшли висновку, що основними механізмами затухання ударної хвилі в цьому випадку є зародження та міграція дефектів.

Особливістю утворення дислокацій при ударному навантаженні є більш рівномірний їхній розподіл, ніж при пластичній деформації. Їхнє зародження відбувається під впливом зсувових напружень, що виникають при односторонній деформації, а переміщуються вони з дозвуковою швидкістю в зоні фронту ударної хвилі.

Згідно з принципом Ле-Шательє [186] фазові перетворення, що відбуваються зі зменшенням об'єму, термодинамічно вигідніші при високому тиску, і навпаки, підвищення тиску не сприяє фазовому перетворенню, яке відбувається зі збільшенням об'єму. Звідси випливає, що термодинамічно вигіднішим при високому тиску в сталі X18H10T-ВД є зворотний мартенситний $\alpha \rightarrow \gamma$ -перехід, так як γ -фаза має більшу густину у порівнянні з α -фазою. Це підтверджується, зокрема, даними експериментів з гідростатичного стискання, які вказують на $\alpha \rightarrow \gamma$ -перетворення [186].

Для реалізації зворотного мартенситного переходу необхідно виключити умови, за яких утворюється мартенсит деформації. Зменшити ступінь деформації, а, відповідно, й густину дислокацій і об'ємну долю двійників можна шляхом впливу коротших імпульсів тиску, генерованих у металі, наприклад, при опроміненні лазерними імпульсами наносекундної тривалості. Встановлення принципової можливості реалізації на модельному об'єкті зворотного мартенситного переходу ($\alpha \rightarrow \gamma$) при проходженні лазерної ударної хвилі дозволило б стверджувати, що в зоні лазерного впливу при визначених режимах і умовах впливу можуть виникати квазігідростатичні напруження, які більші за зсувові. У перспективі таку обробку можна використовувати для синтезу матеріалів, підвищення міцності й корозійної стійкості металів, заліковування мікротріщин та мікропор, гомогенізації структури і т.п.

Узагальнюючи основні результати, викладені в 3.2, 3.3, слід відзначити:

1. Методом ЕПА виявлено, що після опромінення поверхні α -Fe лазерними імпульсами тривалістю 50 нс за границями зони поверхневого термічного впливу товщиною $\leq 0,01$ мм з'являється область об'ємного дефектоутворення, зумовлена проходженням ударної хвилі, яка досягає

глибини до 4 мм. Це на 3 порядки більше глибини області термічного впливу наносекундного лазерного імпульсу.

2. Основним механізмом затухання ударної хвилі, генерованої в α -Fe при дії потужних лазерних імпульсів, є зародження та міграція дефектів.

3. Поява мінімуму на графіку залежності параметра S/W , виміряного з опроміненого боку, від товщини зразка пояснюється взаємодією первинної і відбитої від тильної сторони зразка хвиль напруження.

4. Важливо, що методами гамма-резонансної спектроскопії та електроопору можна вивчати вплив термообробки, пластичної деформації та ударних хвиль, генерованих дією наносекундних лазерних імпульсів з густиною потоку енергії $q \sim 10^9$ Вт/см², на фазові перетворення в нержавіючій сталі X18H10T-ВД.

5. Проходження ударної хвилі в матеріалі призводить до зворотного мартенситного $\alpha \rightarrow \gamma$ -перетворення. Отриманий таким способом аустеніт має вищу корозійну стійкість у рідкому літії в порівнянні з аустенітом, що утворився в результаті термообробки.

6. Утворення при лазерній ударно-хвильовій дії аустеніту пов'язується з конкуруючою дією двох факторів: великих стискуючих напружень (2 ГПа) та низьким ступенем ($\varepsilon \sim 0,01$) пластичної деформації, а висока корозійна стійкість утвореного аустеніту пояснюється переважно стискуючим характером напружень, викликаних лазерною ударною хвилею, та її селективним розсіюванням на границях зерен.

РОЗДІЛ 4

МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ КОНСТРУКЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ ЛАЗЕРНИМИ УДАРНИМИ ХВИЛЯМИ

4.1. РЕЛЬЄФ ПОВЕРХНІ СТАЛІ ТА МІДІ, ОПРОМІНЕНИХ У ПРОЗОРМУ КОНДЕНСОВАНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Розвиток нових напрямків застосування лазерів і лазерної технології тісно пов'язаний із вивченням процесів абляції при дії потужних лазерних імпульсів та її впливом на поверхню матеріалів. Цим терміном відзначають сукупність складних фізико-хімічних процесів, результатом яких є видалення речовини з поверхні чи з об'єму твердого тіла, починаючи від емісії електронів [196]. При цьому вивчається як стимульоване видалення речовини, включаючи видалення летких продуктів хімічного травлення, так і особливості поглинання потужного лазерного випромінювання, гідродинаміка неоднорідно нагрітих шарів, їх вплив на зміни поверхні в результаті дії імпульсів різних тривалостей: нано-, піко- та фемтосекундних [197-200]. Лазерна абляція при опроміненні у вакуумі цікава, в першу чергу, для фізики і технології напилення та очищення поверхні [196, 201-203]. Її вивчення проводяться шляхом комп'ютерного моделювання та різними експериментальними методами, серед яких найбільш використовуваними є метод електронної мікроскопії, мас-спектрометрія, а також класичні методи маятника та прецизійного зважування в різних варіантах [196-199, 204-206].

Для розширення області застосування лазерної ударно-хвильової технології вивчення явища абляції має важливе значення з точки зору якості обробки поверхні, її пошкоджень, зміни маси зразка, його механічних та електрофізичних властивостей.

Маловивченим на даний момент залишається питання впливу пічковості на процес абляції і зміни рельєфу поверхні при лазерному опроміненні в ПКС в умовах виникнення ударних хвиль.

При лазерній ударно-хвильовій дії в результаті абляції вириваються частинки, розміри яких залежать від середовища, енергії та пічковості імпульса, та співвідношення кількості пічків та енергії, що припадає на один пічок [142].

Для встановлення закономірностей змін рельєфу поверхні опромінених матеріалів представляє інтерес провести електронну мікроскопію поверхні після дії потужних лазерних імпульсів різної пічковості, що супроводжується генерацією лазерних ударних хвиль малої амплітуди, на матеріали із помітно відмінними теплофізичними та акустичними властивостями та провести її аналіз, доповнивши їх результатами з абляції даних матеріалів, отриманими на основі інших методів.

Нижче наведено результати досліджень [207, 208] рельєфу поверхні зразків сталі та міді, отриманих за допомогою електронного мікроскопа РЕМ-106 до та після дії неодимового лазера з модульованою добротністю з густиною енергії до 20 Дж/см^2 .

Опромінення проводилося на установці ГОС-1001 з LiF затвором за типовою схемою опромінення, наведеною в 2.1.1. Особливістю даних експериментів є опромінення на повітрі та в ПКС при одному та двох пічках в імпульсі. Прозоре конденсоване середовище обмежує розширення плазми, завдяки чому підвищується тиск ударної хвилі.

Про закономірності абляції робили висновок на основі аналізу морфології поверхні за допомогою електронного мікроскопа та зважування до й після опромінення. Крім того, оцінювання винесеної маси та ролі імпульсу віддачі здійснювались методом маятника із наступним зважуванням зразків на аналітичних вагах після серії експериментів з опромінення.

Окремі відмінності в експериментальних схемах, застосованих при вивченні абляції даними методами, пов'язані зі специфікою розміщення зразків відносно лазерного джерела, фокусуючої системи та системи індикації параметрів лазерного імпульсу, а також виду прозорого конденсованого середовища.

Опромінення матеріалів лазером у режимі генерації ударних хвиль, як і в інших режимах, перш за все призводить до зміни поверхні зразка. Внаслідок перерозподілу енергії між ПКС та зразком залежно від середовища, в якому здійснюється опромінення, на поверхні зразка в зоні дії імпульсу по-різному змінюється рельєф та структура. Важливий вплив на рельєф поверхні сталі при опроміненні в ПКС чинить пічковість лазерного імпульсу. Для повноти аналізу експериментів із впливу лазерних ударних хвиль зображення поверхні зразків міді та сталі, отримані за допомогою електронного мікроскопа РЕМ-106, вивчалися при різних збільшеннях. Зразки опромінювалися на повітрі або в епоксидній смолі. При малих збільшеннях бачимо, що рельєф поверхні міді має вигляд періодичних структур у вигляді витягнутих крапель. Розміри таких структур лежать у межах 20 – 60 мкм. Край зони опромінення матеріалів має вигляд застиглих хвиль неправильної форми із помітним їх різким затуханням на краю зони (рис. 4.1 а, б). При цьому на поверхні сталі, опроміненої в ПКС, спостерігається велика кількість дрібних пор. По краях розміри пор менші, ніж у центрі, а їх концентрація значно більша.

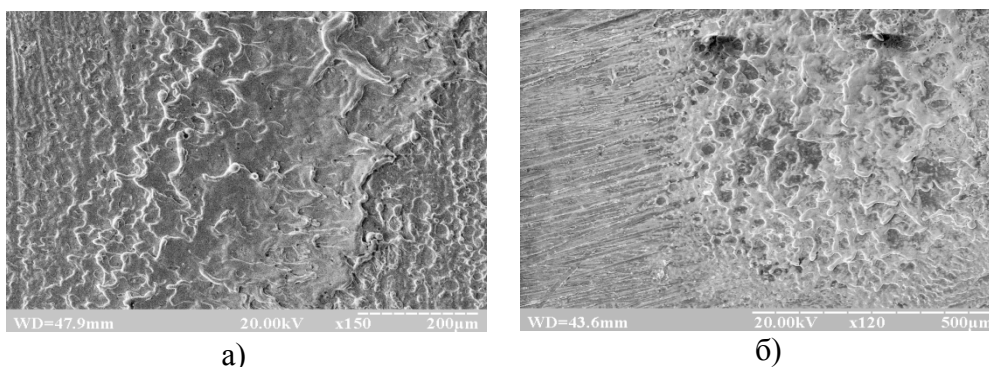


Рис. 4.1 Поверхні опромінених матеріалів:

- а) опромінена на повітрі електротехнічна мідь ($E=7,3 \text{ Дж/см}^2$);
- б) опромінена в епоксидній смолі електротехнічна мідь ($E=20 \text{ Дж/см}^2$);

Із порівняння експериментальних результатів опромінення зразків сталі й міді лазером у режимі модульованої добротності випливає, що матеріали із суттєво різними теплофізичними властивостями (в даному випадку сталь і мідь) при опроміненні в різних середовищах дають суттєві відмінності в рельєфі поверхні. Розподіл застиглої речовини на краю та в центрі матеріалів після опромінення кардинально відмінний. Залежно від відстані до центру плями опромінення та густини потоку випромінювання візуальна картина може бути піноподібною, хвилеподібною або мати вигляд візерунка. Періодичність повторень хвиль (далі «крок повторюваності»), утворених після застигання матеріалу внаслідок дії тиску плазми та імпульсу віддачі при однакових умовах опромінення, відрізняється для сталі та міді. При опроміненні на повітрі однопічковим лазерним імпульсом хвилеподібний рельєф повторюється з кроком 35 – 15 мкм у міді та 75 – 65 мкм – у сталі. При опроміненні в ПКС крок становить 25 – 16 мкм у міді та лежить в межах 102 – 83 мкм – у сталі. Крок зменшується в міру віддалення від центру плями опромінення.

Нижче наведено типові зображення поверхонь: центр та край зони опромінення, що лежить на межі з неопроміненою частиною зразка.

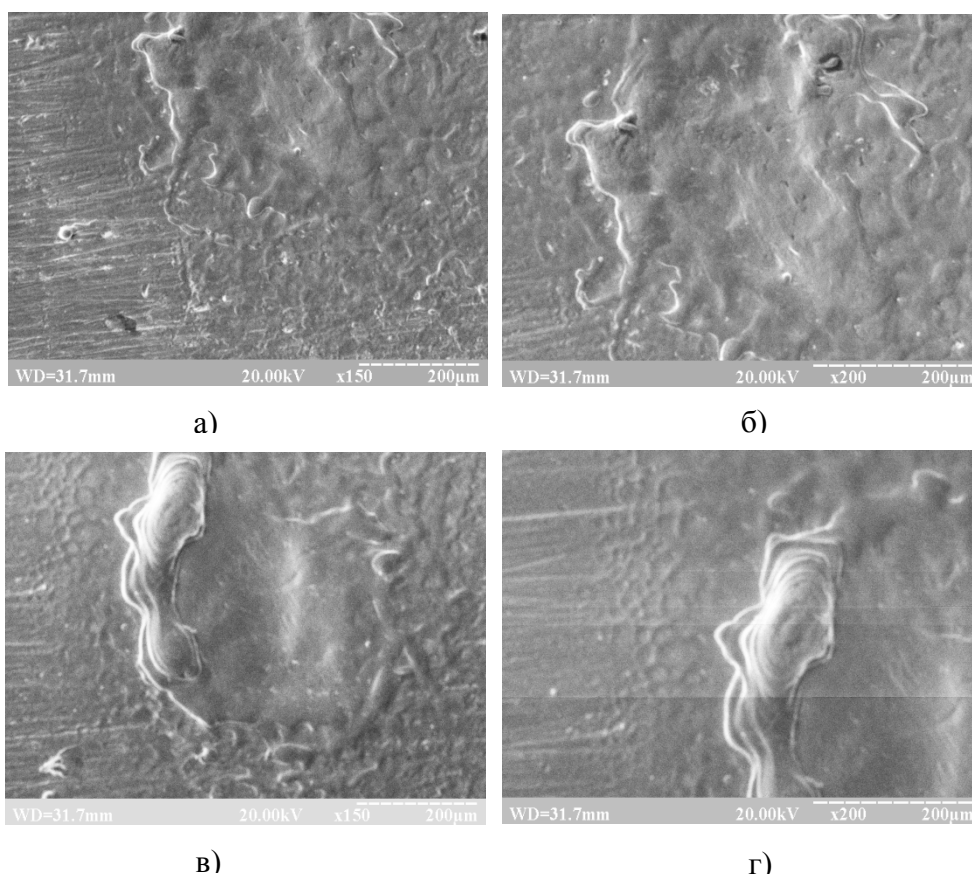


Рис. 4.2. Опромінена на повітрі сталь 15X13МФ.
Густина енергії лазерного імпульсу 8 Дж/см² (а, б)
Густина енергії лазерного імпульсу 11,8 Дж/см² (г)

На рис. 4.2 представлено зображення зони опромінення сталі в режимі генерації ударних хвиль, опроміненої на повітрі при енергії 8 Дж/см^2 . Як видно з рис. 4.2, а, в центрі знаходиться кратер (гладка поверхня), від якого поширюються хвилі застиглого розплавленого матеріалу. При збільшенні енергії до $11,8 \text{ Дж/см}^2$ картина різко змінюється. В центрі з'являється лунка, а по краях – виплиски застиглого розплавленого матеріалу та дрібні кільцеподібні лунки у вигляді сітки. Діаметр такої сітки становить $10 - 20 \text{ мкм}$ (рис. 4.2, г).

Наявність закономірностей змін рельєфу та деталі поверхні при дії лазера в режимі модульованої добротності в різних середовищах добре видно із зображень, представлених на рис. 4.3–4.5. Встановлено, що при опроміненні і на повітрі, і в ПКС хвилеподібна картина, в тому числі із різними візерунками, спостерігається на усіх досліджуваних зразках. Проте вони відрізняються характером рельєфу поверхні, в тому числі й наявністю напливів, що необхідно враховувати при застосуванні лазерної ударно-хвильової обробки в різних практичних задачах. Наприклад, для світлотехніки до таких задач відноситься оцінка коефіцієнта дифузного відбивання поверхні матеріалів при лазерній ударно-хвильовій обробці із одночасним підвищенням їх корозійної стійкості [207, 209].

Довжина хвилі рельєфа застиглої поверхні матеріалу залежить як від тиску, що є функцією густини потоку лазерного випромінювання, так і від фізичних характеристик матеріалу.

В якості прикладів на рис. 4.3 наведено зображення поверхні сталі, а на рис. 4.4, рис. 4.5 – міді при різних умовах опромінення на різних відстанях від центра опроміненої зони.

Як бачимо із рис. 4.3 – 4.5, опромінені на повітрі та в ПКС поверхні відрізняються періодичністю структури, формою та видом візерунків. При опроміненні на поверхні як сталі, так і міді утворюються періодичні структури.

У центрі зони опромінення бачимо кратер, його розмір становить $30-50 \text{ мкм}$. На поверхні спостерігається велика кількість дрібних пор. По краях розміри пор менші, ніж у центрі, а їх концентрація значно більша. Важливий внесок у рельєф поверхні сталі при опроміненні в ПКС вносить структура лазерного імпульсу (його пічковість).

При опроміненні в ПКС однопічковим лазерним імпульсом вже при збільшенні $X150$ (рис. 4.3, г) помітний хвилеподібний характер розтікання розплавленої речовини та наявність мікропор. При опроміненні в ПКС двопічковими лазерними імпульсами відбувається накладання кількох хвилеподібних шарів пор (рис. 4.3, а-в).

Рельєф поверхні міді при опроміненні в таких самих режимах значно відрізняється від рельєфу поверхні сталі.

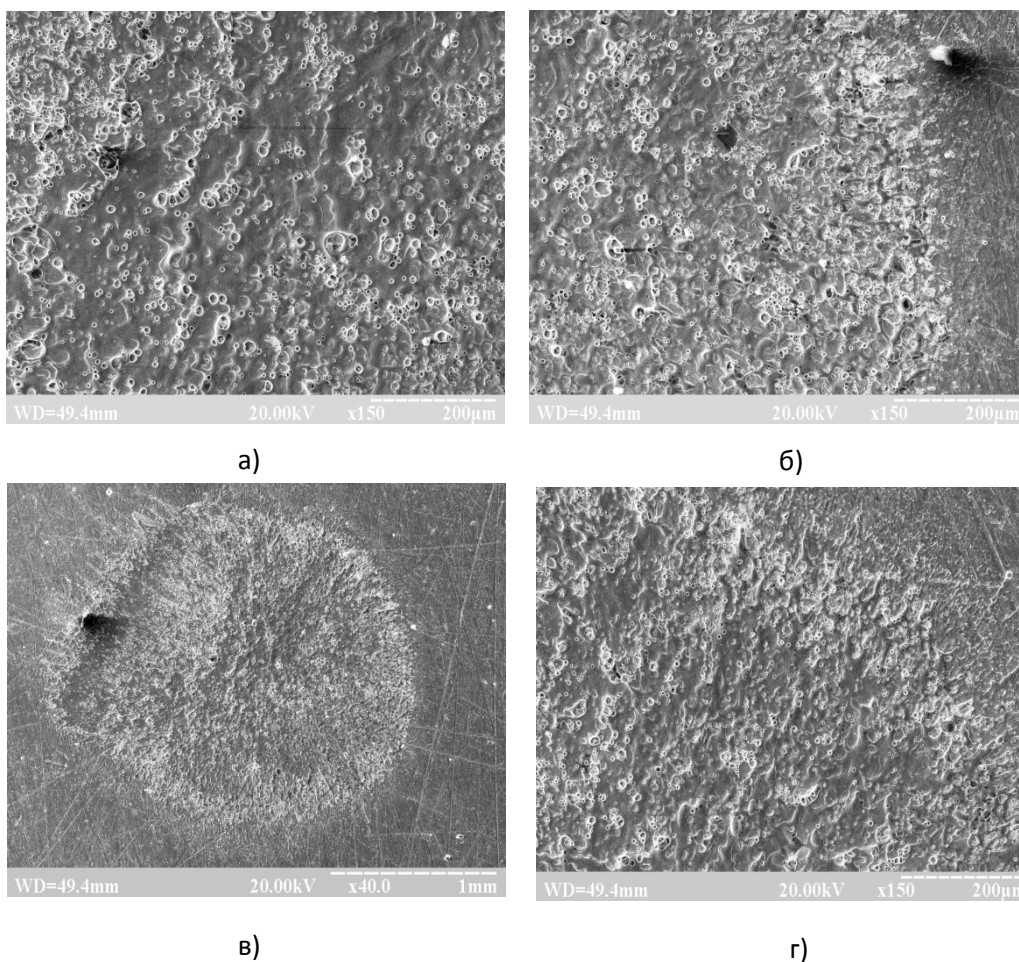


Рис. 4.3. Опромінена в ПКС (епоксидна смола) сталь 15Х13МФ:
а), б), в) – опромінення двопічковим лазерним імпульсом $E=20$ Дж;
г) – опромінення однопічковим лазерним імпульсом $E=10$ Дж.

На рис. 4.4 зображено поверхні опроміненої на повітрі міді. Як бачимо з рисунка, рельєфом поверхні є періодичні візерунки у вигляді витягнутих крапель. Розміри таких структурних візерунків 20-60 мкм. По краю опроміненого матеріалу спостерігаються хвилі неправильної форми. Помітне різке затування на краю. Період повторення від центру до краю становить 42 – 23 мкм.

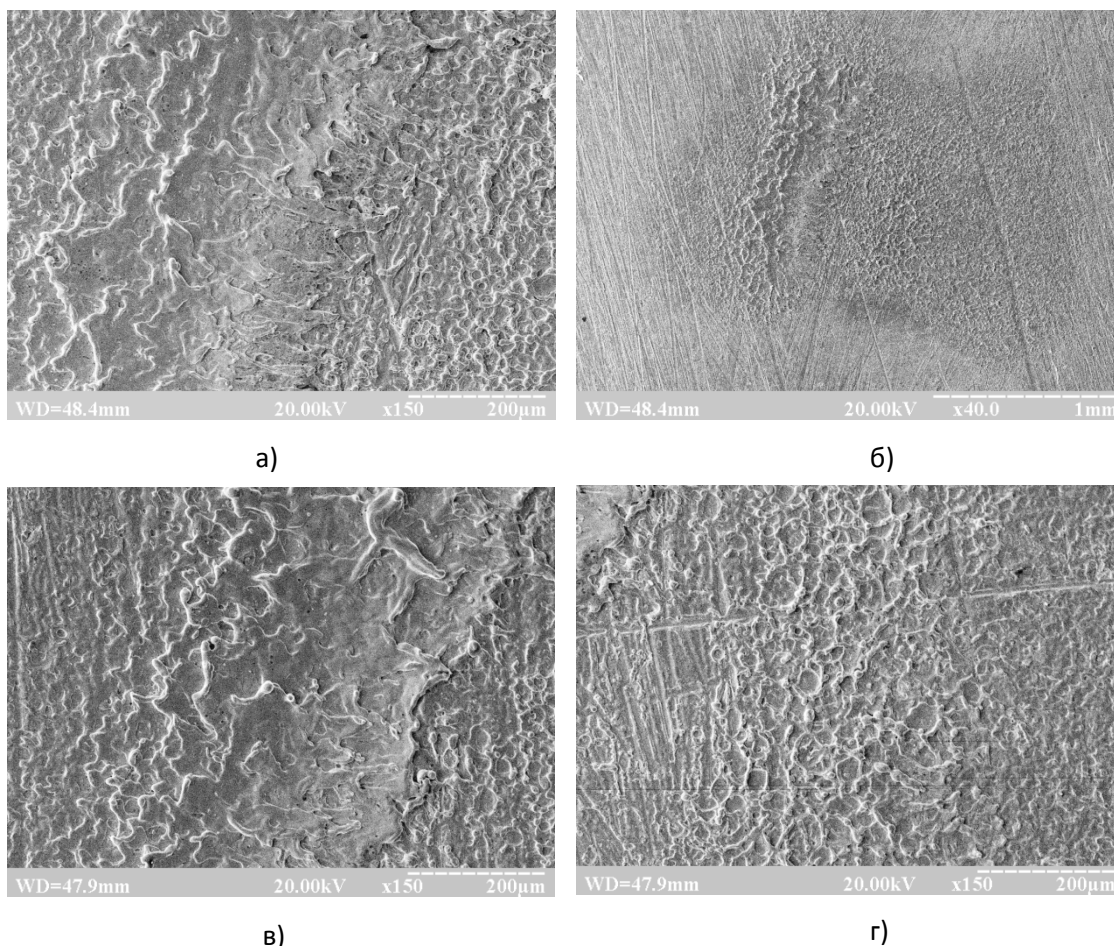


Рис. 4.4. Поверхня опроміненої на повітрі міді $E=7,3$ Дж

На рис. 4.5 представлено зображення опроміненої в ПКС (епоксидна смола) та на повітрі поверхні міді лазерними імпульсами енергією 9,25 та 20 Дж/см².

При опроміненні міді в ПКС в одно- та двопічковому режимі та при різній енергії в лазерному імпульсі, на відміну від сталі, рельєф суттєво не відрізняється. Він піноподібний, нагадує сітку, що утворилась як наслідок накладання кількох хвилеподібних шарів. Відстань між сусідніми хвилями коливається від 20 мкм до 35 мкм. Можливо, що такий рельєф поверхні викликаний затвердінням зворотного потоку частинок, що падають на поверхню зразка після абляції.

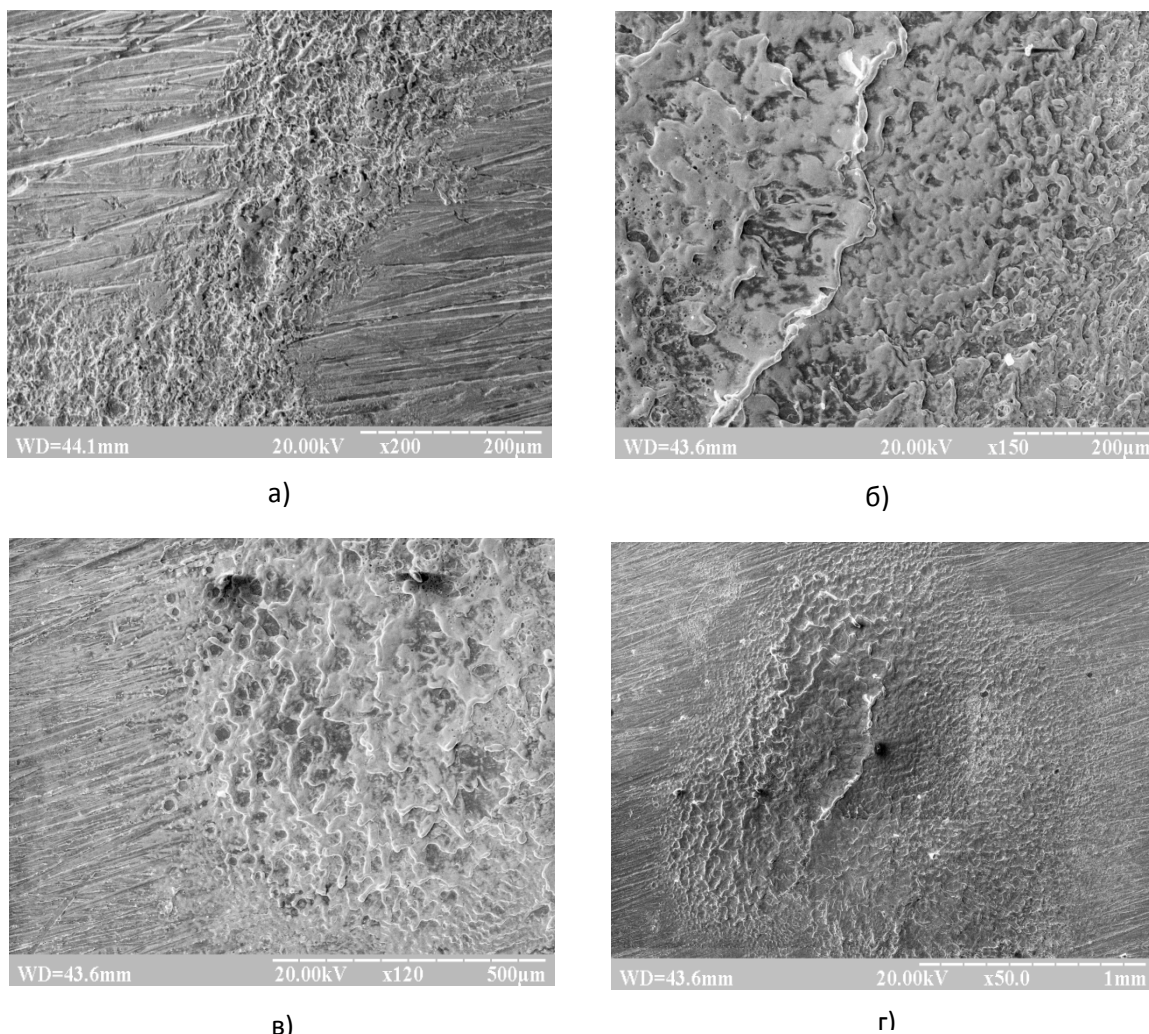


Рис. 4.5. Поверхня опроміненої в ПКС (епоксидна смола) міді
в одно- та двопічковому режимах:

а), б)– опромінення однопічковим лазерним імпульсом $E=9,25 \text{ Дж/см}^2$;
в), г) – опромінення однопічковим лазерним імпульсом $E=20 \text{ Дж}$

При однаковому розподілі густини потоку оптичного випромінювача неодимового лазера ГОС-1001, яким здійснювалось опромінення, спостерігається різна форма поверхні опроміненої області в сталі та міді.

Відмінності між характером застигання поверхні міді та сталі після опромінення на однаковій відстані від центра лазерної плями оцінювались відстанню між сусідніми гребенями, тобто кроком (періодичністю повторень) при опроміненні в ПКС та на повітрі.

Результати по визначенню періодичності повторювання поверхневих структур для цих матеріалів при різних значеннях енергії лазера та пічковості імпульсів представлено у [табл. 4.1](#).

Для міді при різних густинах енергії і опроміненні в ПКС різниця в періодичності повторень є відносно незначною в порівнянні із сталлю, де ця різниця становить 1,7 – 2 рази.

Таблиця 4.1.

Періодичність повторення рельєфу опромінених матеріалів

№	матеріал	середовище опромінення	Енергія Дж	Пічки	Крок повторення
1	Сталь	повітря	8,5	1	75-65 мкм
2	Сталь		12,5	1	85-60 мкм
3	Сталь		16,25	2	113-92 мкм
4	Сталь		25	2	78-57 мкм
5	Сталь	ПКС	15,75	2	65-53 мкм
6	Сталь		22,5	2	58 мкм
7	Сталь		21,25	1	102-83 мкм
8	Сталь		10	1	92-23 мкм
9	Мідь	повітря	9,25	1	33-15 мкм
10	Мідь		20	1	42-23 мкм
11	Мідь		18	2	94-68 мкм
12	Мідь		22,75	2	60-35 мкм
13	Мідь	ПКС	22,75	2	7-35 мкм
14	Мідь		16,75	2	19-36 мкм
15	Мідь		7,25	1	20-25 мкм
16	Мідь		21,5	1	21-16 мкм

Аналіз експериментальних даних, наведених у таблиці, показує:

1. Періодичність повторення рельєфу помітно відрізняється при опромінюванні в тому ж самому середовищі за близьких значень густин потоку енергій для різних матеріалів. При цьому вона залежить від фізичних характеристик матеріалу.

2. Для різних умов опромінювання картина рельєфу для того самого матеріалу залежить від середовища та густини потоку лазерної енергії. Винесення речовини та її розтікання при опроміненні в ПКС і пояснюється одночасною дією двох факторів: тиску плазми та абляцією (тепловий механізм).

3. Особливо помітна різниця в рельєфі міді й сталі при опроміненні в ПКС. Це пов'язано зі зміною механізму перерозподілу енергії при її

потраплянні на поверхню в умовах обмеження об'єму випаровування та розльоту плазми прозорим конденсованим середовищем, а також особливостями відведення енергії, в тому числі й за рахунок теплопередачі в об'єм зразка. Останнє, як відомо, визначається температуропровідністю зразків, яка у сталей у 6 – 7 разів менша, ніж у мідних. Для міді (при двопічковому імпульсі) зростає дисперсія кроку застигаючих хвиль на поверхні зі збільшенням енергії імпульсу. Це означає, що другий пічок впливає на картину розтікання рідкого шару, накладаючись на процес, викликаний дією першого пічка.

На рельєф поверхні впливає також накладання сферичних хвиль, викликаних зворотним потоком атомів на опромінювану поверхню та осіданням крапель (зародків міді) в розплав під час його застигання після закінчення дії імпульсу.

Із порівняння результатів опромінення міді в різних умовах бачимо, що величина тиску, який при опромінюванні в ПКС, при однаковій енергії імпульсу, є більшим, ніж при опромінюванні на повітрі, відіграє основну роль у створенні рельєфу поверхні. Це відображається на періодичності повторення хвиль рельєфу, які мають в 1,5 – 2 рази більшу відстань між максимумами сплесків застиглого металу при опроміненні на повітрі, що відповідає формулі, яка пов'язує тиск, масову швидкість U і швидкість звуку:

$$U = \frac{p}{\rho c}, \quad 4.1$$

де p – тиск, що залежить від густини потоку випромінювання;

ρ – питома густина матеріалу;

c – швидкість звуку в матеріалі.

Результати опромінювання на повітрі і в ПКС зразків міді хоча б наближено можна оцінювати на основі **формули (4.1)**. Однак цього недостатньо для пояснення кількісної різниці результатів опромінювання сталі й міді при різних пічковості й однакових значеннях енергії імпульсу лазера.

Відношення довжин хвиль рельєфу для сталі й міді при однакових умовах експерименту не узгоджується із даною формулою, як і різниця відстаней між різними гребенями застиглого рельєфу для сталі, опроміненої в ПКС і на повітрі.

Для пояснення необхідно врахувати як масову швидкість частинок у сталі та міді при дії тиску, що визначається формулою (4.1), так і відмінності у в'язкості даних матеріалів при різних температурах.

Проаналізуємо хвилеподібний характер спостережуваного експериментально рельєфу на поверхні застиглої розплаву на основі уявлень про поверхневі хвилі [210]. Хвилі на поверхні рідини формуються як результат дії сил тяжіння та поверхневого натягу. Однак із результатів експериментів випливає, що гравітаційна складова, яка має значну довжину хвилі, не проявляється в спостережуваній картині рельєфу.

Для спрощення аналізу в першому наближенні можна припустити, що зовнішній вплив (імпульс тиску) викликає гармонічну хвилю на розплавленій

поверхні, і поверхня однорідної рідини є «гофрованою» в горизонтальному напрямку, а коливання згасають у глибину по експоненті. Тоді з розв'язку рівнянь гідродинаміки для нестисливої рідини отримуємо дисперсійне рівняння, в якому кутова частота ω пов'язана із хвильовим вектором \vec{k} співвідношенням

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} k^3, \quad 4.2$$

де ρ – густина розплаву;

σ – коефіцієнт поверхневого натягу шару рідкого металу, розплавленого лазерним імпульсом.

Із даної формули визначається групова швидкість (швидкість руху енергії) як похідна кутової частоти по хвильовому вектору.

$$g = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/2} \frac{9}{4} k^{1/2} = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/2} \frac{9}{4} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{1/2}. \quad 4.3$$

Звідси можна знайти довжину хвилі застигаючого металу.

Із фізичних міркувань та співставлення формул швидкості як функції тиску та швидкості звуку за формулою (4.3) впливає, що довжина хвилі змінюється залежно від матеріалу, його густини, величини коефіцієнта поверхневого натягу розплаву, швидкості звуку в ньому, густини потоку лазерного випромінювання, умов опромінення.

Довжина хвилі застиглого рельєфу поверхні матеріалу із певним поправочним коефіцієнтом, що залежить від теплофізичних властивостей матеріалу, при опромінюванні в ПКС прямо пропорційна до коефіцієнта поверхневого натягу, густини та квадрату швидкості й обернено пропорційна до густини енергії падаючого випромінювання.

$$\lambda = \frac{2\pi}{g^2} \frac{\sigma}{\rho}. \quad 4.4$$

Відношення довжин хвиль рельєфу застиглої поверхні зразків сталі до рельєфу застиглої поверхні зразків міді, оцінене на основі формули (4.4), задовільно узгоджується із експериментальними даними. При однаковому значенні густини потоку лазерного імпульсу й опроміненні в прозорому конденсованому середовищі (епоксидна смола) дане відношення дорівнювало приблизно 3,5. Водночас згідно з експериментами воно коливається в межах 3,8 – 4,5.

Картини зміни поверхні матеріалу при опроміненні в ПКС та на повітрі, отримані з результатів електронно-мікроскопічних досліджень, корелюють із результатами, отриманими при аналізі абляції іншими методами (методом винесення маси речовини та методом маятника, а також дослідженням оптичного відбивання).

За наявності ПКС, на відміну від опромінення, що проводилось у вакуумі та на повітрі [196, 197], відліт частинок стримується плазмою триваліший час. Як наслідок, відсоток їх повернення на поверхню збільшується й досягає 23 – 24 %. Це підтверджується даними зі зважування зразків до і після

опромінювання та експериментами із визначення імпульсу віддачі [142, 149, 204].

У роботі [211] було проведено комп'ютерне вивчення процесу абляції за наявності невеликого зовнішнього тиску середовища (до 10 Па), що створювався аргонном. Вибір аргону в якості середовища пояснювався авторами необхідністю виключення хімічних реакцій.

Автори шляхом комп'ютерного моделювання розглянули параметри, що характеризують видалення речовини при випаровуванні внаслідок лазерного впливу, а саме: швидкість, густину, розподіл температури вилітаючих частинок як функцію енергії, часу та густини потоку випромінювання на поверхні мішені. Визначено, що пара високого тиску, яка при цьому випускається, генерує ударні хвилі в напрямку, протилежному до напрямку оточуючого мішень газу. Густина потоку при цьому відносно невелика – 10^7 Вт/см², але існує протитиск аргону, тому результати відрізняються від даних, що наведені в роботі С.І. Анісімова [35], на яку посилається велика кількість дослідників. У той же час, автори роботи [211] наголошують, що швидкість парової фази може досягати величини порядку 1000 м/с на відстані 1 см від поверхні опромінюваного металу при тиску оточуючого середовища менше 10^{-4} атм. В умовах наших експериментів при опроміненні в ПКС унаслідок зростання впливу зворотного потоку частинок на рельєф поверхні краще відповідає експериментальним результатам підхід до аналізу процесу, наведений у роботах [161, 196, 199, 212].

Таким чином, можна стверджувати, що:

1. Опромінення в прозорому конденсованому середовищі призводить до утворення кардинально іншого розподілу розплавленої речовини на поверхні обробленого матеріалу в порівнянні з опроміненням на повітрі.

2. Опромінення в різних прозорих конденсованих середовищах по-різному змінює як візерунок, так і субструктуру матеріалу.

3. Геометричні розміри і форма структур, що утворюються на поверхні, залежать від прозорого конденсованого середовища, в якому проводять опромінювання. Зміна енергії випромінювання дозволяє керувати зміною морфології і структури поверхні при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі по-іншому, ніж при опроміненні на повітрі.

4. ПКС є додатковим «ступенем вільності», за допомогою якого можна керувати властивостями приповерхневих шарів при лазерному опромінюванні матеріалу. Довжина хвилі застиглого рельєфу визначається сукупністю факторів, у тому числі коефіцієнтом поверхневого натягу, густиною, температуропровідністю матеріалу, його акустичними властивостями і тиском лазерної ударної хвилі.

4.2. ВПЛИВ УМОВ ОПРОМІНЕННЯ НА МОРФОЛОГІЮ ПОВЕРХНІ: АНАЛІЗ, ПРАКТИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ

Із результатів попереднього розділу бачимо спільні закономірності змін морфології поверхні при опроміненні сталі та міді. Подібні зміни є характерними і для алюмінію.

Слід відзначити, що утворення різноманітних хвилеподібних структур на поверхні, пов'язаних із капілярними хвилями, спостерігається і при опромінюванні поверхні металів потужними іонними пучками тривалістю в десятки наносекунд, для яких характерним є наявність ударно-хвильового фактора впливу на матеріал.

У роботі [213] повідомляється про утворення при опроміненні іонними пучками хвилеподібної поверхні з довжиною хвилі 40 ± 5 мкм для магнію і 6 мкм для алюмінію (тобто практично близького порядку із тими, що спостерігаються при дії на метали лазерного імпульсу густиною потоку $10^8 - 10^9$ Вт/см². Характерно, що автори, аналізуючи свої результати, звертаються до робіт із морфології поверхні матеріалів після лазерного впливу. Таким чином, можна стверджувати, що при будь-яких типах КПЕ при досягненні густини потоку, достатньої для виникнення ударної хвилі, утворюються зміни рельєфу, що пов'язані з капілярними силами.

Зміна морфології поверхні свідчить про зміну ролі механізмів абляції при переході в іншу область густин потоків лазерного випромінювання. Пояснити особливості морфології поверхні можна виникненням капілярних хвиль, що викликані різними нестійкостями опромінюваної поверхні при її нагріванні, плавленні, випаровуванні. Вони залежать від густини потоку енергії лазера та середовища, в якому здійснюється опромінювання, й характеру розподілу густини потоку енергії в зоні лазерного впливу [63, 214-216]. У міру наростання з часом густини потоку енергії лазерного імпульсу і відповідно енергії, поглиненої поверхнею зразка, механізми утворення періодичних структур при опромінюванні в ПКС змінюються. Як «затравлювальний» фактор, що впливає на зміни рельєфу поверхні, термокапілярні сили в основному впливають при відносно низьких інтенсивностях і величинах поглиненої енергії. При їх збільшенні починає помітніше впливати тиск віддачі. Це забезпечує додаткове розкачування капілярних хвиль і появу нових частот у спектрі коливань розплавленого шару поверхні. При досягненні максимального значення густини енергії на рух поверхневого розплавленого шару суттєво впливає імпульс віддачі, викликаний відльотом парів та крапель суміші метал–ПКС.

Приповерхневий шар речовини не тільки виноситься внаслідок абляції, але й розтікається по поверхні. Розтікання відбувається по-різному залежно від умов опромінювання. Кількість винесеної маси при абляції в досліджуваному нами інтервалі густини потоку, коли мова йде про опромінення на повітрі, зменшується при збільшенні густини потоку.

Збільшення густини потоку лазерної енергії призводить до того, що зростає частина енергії, яка йде на нагрівання плазми. При цьому, як відомо,

зростає швидкість розльоту, але зменшується маса випаровуваної речовини [23, 35]. Саме це і спостерігається в наших експериментах при опроміненні на повітрі. В однопівковому та двопівковому режимах потужність за імпульс відрізняється дуже сильно при тій самій загальній енергії імпульсу лазера. Відповідно відрізняється і випаровувана маса.

Коли мова йде про опромінення в ПКС, то на абляцію значно впливає тиск плазми на поверхню, що продовжує діяти після закінчення імпульсу до моменту відльоту ПКС. Це викликає рух рідкого шару мішені (опромінюваного матеріалу) по поверхні зразка у вигляді хвиль. Зростання густини потоку збільшує тиск на поверхню, а, значить, і кількість речовини (маси), яка розтікається у вигляді термокапілярних хвиль по поверхні зразка. При опроміненні в ПКС, внаслідок затримки відльоту плазми, збільшується товщина розплавленого шару, але, як показали експерименти, не викликає збільшення винесеної маси при абляції. Це свідчить, що дія плазми призводить до двох конкуруючих факторів: винесення речовини та її розтікання по поверхні зразка, що опромінюється. Тому в експериментах зі зважування спостерігаються відмінності при абляції як для різних матеріалів, так і для різних густин потоків енергії та півковості. Крім того, на морфологію структури та винесення маси впливають не тільки неоднорідне нагрівання зразка внаслідок неоднорідності розподілу енергії по плямі, але й тиск віддачі при просторово неоднорідному випаровуванні з поверхні та залежність термокапілярних сил від температури [216].

Очевидно, на морфологію поверхні, в залежності від розмірів та геометрії зразка, може впливати також хвиля розвантаження, відбита від тильної поверхні зразка, яка зустрічається із тепловою хвилею, що розповсюджується вглиб матеріалу зі значно меншою швидкістю. Розглянемо дане питання детальніше.

Визначення «точки зустрічі» ударної та теплової хвиль у матеріалі при обробці лазером у режимі модульованої добротності

При лазерній ударно-хвильовій обробці в матеріалі одночасно існують акустична (ударна) і теплова хвилі. При «зустрічі» цих двох хвиль у матеріалі можна чекати появи точкових дефектів та дислокацій [37, 63, 215].

Внаслідок різної швидкості розповсюдження ударної і теплової хвиль, зустріч теплової хвилі з відбитою від тильної поверхні зразка ударною відбувається в приповерхневому шарі матеріалу.

За наявності прозорого конденсованого середовища (ПКС) проходження теплової хвилі пов'язане з екрануванням відлітаючою плазмою поверхні зразка та перерозподілом енергії за рахунок затримки відлітання плазми. Час дії теплової хвилі за рахунок ПКС залежить від товщини шару та виду матеріалу ПКС, а ударної хвилі – від товщини та виду матеріалу зразка. В більшості випадків за однаковий проміжок часу відстань, пройдена тепловою хвилею, набагато менша від пройденої ударною хвилею. Тому точка «зустрічі» теплової

і ударної хвиль визначається координатою «зустрічі» хвилі температурного розподілу в матеріалі після опромінення в обраний нами момент часу та фронту ударної хвилі після її відбивання від тильної поверхні зразка.

Нехай теплова хвиля рухається по зразку зі швидкістю

$$g = \sqrt{\frac{a}{\tau}}, \quad 4.5$$

де a – температуропровідність матеріалу;

τ – тривалість імпульсу,

a ударна хвиля – зі швидкістю c , тоді за час, протягом якого температурна хвиля розповсюдиться на глибину x (відповідний температурний розподіл буде $T(x)$), ударна хвиля пройде до тильної поверхні зразка, відіб'ється, і її фронт буде в точці з даною координатою. Маючи діаграму стану матеріалу та залежність $T(x)$, можна оцінювати особливості речовини в момент підходу відбитої ударної хвилі до точки з координатою x . Тобто точка зустрічі — це характерна точка, зафіксована на залежності $T(x, t)$. Характерними точками можуть бути точки, в яких відбуваються фазові перетворення 1-го чи 2-го роду, точки, що відповідають стадіям відпалу або рекристалізації тощо.

За допомогою комп'ютерного моделювання встановлено, що при опроміненні зразка зі сталі товщиною 4 мм лазерним імпульсом тривалістю 50 нс в ПКС температура матеріалу понад 100°C досягається на глибинах порядку 15 мкм. За час досягнення такої температури на вказаній глибині в матеріалі поширюється ударна хвиля, після відбивання від тильної поверхні зразка повертається до цієї глибини, викликаючи комплексний термомеханічний ефект у вигляді дифузійно-деформаційних та рекомбінаційно-деформаційних нестійкостей.

Аналіз результатів комп'ютерного моделювання показав, що зустріч теплової хвилі (амплітудне значення температури до 100°C) та ударної хвилі відбувається в приповерхневому шарі товщиною 20 мкм (на більших глибинах амплітудне значення температури менше 50°C).

Це означає, що при опроміненні в ПКС зразка сталі на глибинах понад 20 мкм пояснити зміни властивостей можна тільки впливом ударно-хвильового фактора лазерної дії. Експерименти, проведені в роботах [192, 216], підтвердили правильність наших розрахунків. При дослідженні корозійної стійкості сталі 15X13МФ у рідкому кислотному середовищі підвищення корозійної стійкості спостерігалось на глибині понад 50 мкм. Швидкість корозії залежала від глибини і поділялась на 3 характерних ділянки: підйом, спад, підйом. В області 5 – 20 мкм вона спадала [192]. Ця область відповідає точці зустрічі теплової й ударної хвиль. Про спільну дію теплової й ударної хвиль свідчать і результати роботи [9], де вивчався розподіл дефектів в армко-залізі по глибині методом електрон-позитронної анігіляції. Зразки опромінювались лазером ГОС-1001 з LiF затвором у режимі модульованої добротності. За межами зони чисто термічного впливу визначався розподіл дефектів методом електрон-позитронної анігіляції. Він виявився нелінійним по глибині для всіх зразків і залежав від товщини зразків. Останнє відповідає залежності точки

зустрічі теплової й ударної хвиль (глибини) і часу проходження ударної хвилі в матеріалі.

Результати експериментів підтверджують також наявність додаткового впливу неоднорідності розподілу енергії лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності на рельєф поверхні зразків у випадку роботи із Li-F модулятором добротності, що має дефекти.

Розглянемо деякі можливості практичного використання результатів, отриманих при лазерній ударно-хвильовій обробці.

Експерименти з вивчення абляції свідчать, що опромінення лазером з модульованою добротністю забезпечує додаткові можливості для створення періодичних структур на поверхні матеріалів. При цьому можна змінювати форму періодичних структур, змінюючи вид ПКС.

Розглянемо можливості застосування результатів лазерної ударно-хвильової обробки досліджуваних матеріалів у світлотехнічній промисловості.

Дослідження мікротвердості показали, що ударно-хвильовий режим лазерного впливу сильно змінює структуру приповерхневого шару зразків теплостійкої сталі та чистого алюмінію, не змінюючи її у міді. Типові результати змін мікротвердості для густини потоку випромінювання $Q = 24 \text{ Дж/см}^2$ [218] наведені в **табл. 4.2**. Вимірювання мікротвердості здійснювалися мікротвердоміром ПМТ-3.

Для сталі мікротвердість після опромінення в ПКС зросла в 2, а для алюмінію – в 1,5 раза. Мікротвердість мідних зразків (електротехнічна мідь) практично не змінюється в межах похибки експерименту, хоча в деяких випадках спостерігалось зменшення мікротвердості міді після опромінення в ПКС (епоксидна смола).

Таблиця 4.2.

Мікротвердість опромінених матеріалів

Матеріал	Мікротвердість (МПа)		
	До опромінення	Після опромінення	
		ПКС	Повітря
Мідь	1350	1330	1320
Сталь	2200	4300	4500
Алюміній	460	720	705

Водночас корозійна стійкість досліджених мідних, сталених і алюмінієвих зразків підвищується, що спостерігається і для інших матеріалів. Про підвищення корозійної стійкості сталей, титану, алюмінієвих сплавів та інших матеріалів після дії на них лазерних ударних хвиль повідомлялося також у роботах [219, 220].

Крім спеціальних експериментів, проведених у кислотних або лужних середовищах, це проявилось і в значному сповільненні окислення поверхні зразків, опромінених у ПКС, які зберігаються на повітрі за кімнатної температури.

У згаданих вище експериментах з лазерної ударно-хвильової обробки сталі X18H10T-ВД, опромінені зразки, наприклад, залишалися без видимих корозійних змін поверхні протягом кількох років, у той час, як контрольні (неопромінені зразки) – помітно окислились. Корозійний вплив на матеріал є складним багатофакторним видом деградації матеріалів. Детальніші дослідження корозійної стійкості проводили на зразках теплостійкої сталі, вони наведені в п. 4.3.

Аналіз морфології поверхні свідчить, що рельєф поверхні опроміненого матеріалу піддається також структурним змінам. Це означає, що коефіцієнт дифузного відбивання матеріалів при лазерній ударно-хвильовій обробці може змінюватися з двох причин: унаслідок зміни геометрії поверхні та зміни її структури. Саме тому аналіз відмінностей у видаленні речовини є важливим при дослідженнях коефіцієнта відбивання як однієї з оптичних характеристик поверхні матеріалів, опромінених у різних режимах. Для даного дослідження було виготовлено й опромінено спеціальні зразки. Зміни коефіцієнта відбивання опроміненої частини зразка порівнювалися з коефіцієнтом відбивання неопроміненої частини.

Як бачимо з результатів, наведених у табл. 4.3, при опроміненні міді та сталі коефіцієнт зменшується, причому, якщо опромінювати у ПКС, то коефіцієнт відбивання більший, ніж при опроміненні на повітрі.

Зокрема, при опроміненні міді в ПКС коефіцієнт відбивання зменшується на 7% у порівнянні з його величиною для неопроміненого матеріалу, в той час, як при опроміненні на повітрі ця зміна становить 13%.

Таблиця 4.3.
Оптичні властивості опромінених матеріалів

Матеріал	Режим опромінення	Середовище опромінення	Коефіцієнт відбивання
Мідь	Неопромінений		0,68
	Модульована добротність	Повітря	0,59
		ПКС	0,61
	Вільна генерація	Повітря	0,68
Сталь	Неопромінений		0,65
	Модульована добротність	ПКС	0,60
		Повітря	0,58
Алюміній	Неопромінений		0,61
Алюміній в толуолі з нанотрубками	Модульована добротність	ПКС	0,53

При опроміненні сталі в ПКС коефіцієнт відбивання зменшується на 8% від його величини для неопроміненого матеріалу, а при опроміненні на повітрі – на 11%.

Слід відзначити, що для алюмінію, опроміненого в режимі модульованої добротності в толуолі з розчиненими нанотрубками, коефіцієнт відбивання різко зменшується за наявності впроваджених нанотрубок [221]. Як бачимо з **табл. 4.3**, коефіцієнт відбивання зменшується на 0,08, і стає на 13% меншим, ніж коефіцієнт відбивання неопроміненого алюмінію.

Відзначимо важливий, на нашу думку, факт. Оскільки при лазерній ударно-хвильовій обробці в ПКС у досліджуваних оптично непрозорих матеріалах збільшується мікротвердість та корозійна стійкість, а коефіцієнт відбивання зменшується лише на 7–11 %, то великогабаритні вироби, виготовлені з такого типу сталі та міді, в місцях їх кріплення доцільно обробляти потужними лазерними імпульсами в режимі генерації ударних хвиль.

4.3. КОРОЗІЙНА СТІЙКІСТЬ ТЕПЛОСТІЙКОЇ СТАЛІ 15X13МФ ПІСЛЯ ЛАЗЕРНОЇ УДАРНО-ХВИЛЬОВОЇ ОБРОБКИ ТА МЕХАНІЗМ ЇЇ ПІДВИЩЕННЯ

Корозійний вплив на матеріал є складним багатофакторним видом деградації матеріалів, у результаті якого в поверхневих шарах відбуваються зміни, викликані утворенням пошкодженого поверхневого шару. З теоретичної точки зору, корозію поверхневого шару зразка можна характеризувати як різке й незворотне збільшення масштабу дефектів, що можуть бути співставлені з розмірами самого зразка. В [169] вперше було встановлено підвищення корозійної стійкості сталі X18H10T-ВД, яка була оброблена лазерною ударною хвилею. Дослідження на корозійну стійкість проводили в середовищі рідкого літію. Після обробки сталі практично не було виявлено корозійного руйнування при температурі 873 К протягом 100-годинної витримки в агресивному середовищі. Про підвищення корозійної стійкості сталей після дії на них лазерних ударних хвиль повідомлялося також в інших роботах, наприклад [191].

Представляє інтерес дослідження корозійної стійкості теплостійких сталей, експлуатація яких пов'язана з високими температурами і механічними напруженнями, в тому числі й в умовах кислотного середовища, після обробки лазером у режимі генерації ударних хвиль.

У комплексі з іншими характеристиками, після дії лазерних ударних хвиль ми досліджували корозійну стійкість сталі 15X13МФ як одного із видів теплостійких сталей, що згідно зі стандартами містить 1,5% вуглецю, 13% хрому, а також до 1% молібдену і вольфраму. Зразки були попередньо відшліфовані та відполіровані. На відміну від сталі X18 H10 T-ВД, поведінку якої під дією лазерних ударних хвиль розглянуто вище, дана сталь відноситься

до феритно-мартенситного класу. Мікроструктура даної сталі, зображена на рис. 4.6, є мартенситом зі значною кількістю фериту, виділеннями карбіду та дисперсних частинок [216].

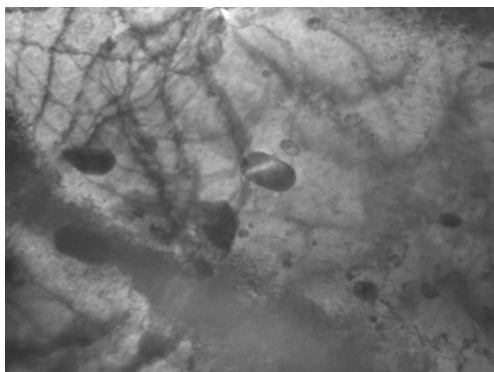


Рис. 4.6. Мікроструктура сталі 15X13МФ:
а – дислокаційний мартенсит $\times 40000$;
б – включення в фериті $\times 50000$

Перед опроміненням зразки сталі (8x15x1,5 мм) шліфувались і полірувались. Опромінення проводилося на описаному вище лазерному комплексі. Діаметр плями опромінення – 4,3 мм. Густина потоку енергії – $5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$ Вт/см². В якості ПКС була використана дистильована вода. Амплітуда утвореної хвилі стискання складала в середньому 2 ГПа [37]. Дослідження на корозійну стійкість проводили шляхом травлення зони опромінення через певні проміжки часу у 10% розчині азотної кислоти при кімнатній температурі. Неопромінена зона зразка захищалась каніфоллю. Сумарний час травлення складав 400 хвилин. Вимірювався розподіл мікротвердості до і після опромінювання, зміна маси опромінюваного і неопроміненого зразка-свідка – після травлення, структура зразків – до і після травлення.

Швидкість корозії (К) визначалась як відношення видаленої маси зразка до площі протравленої поверхні за одиницю часу (г/м²·год).

При вивченні рельєфу та хімічного складу поверхні зразків використовували растровий електронний мікроскоп РЕМ 106 И із енергодисперсійною приставкою ЭДАР.

На рис. 4.7 представлено результат растрової електронної мікроскопії поверхні зразка сталі 15X13МФ після опромінення. Рельєф має вигляд періодичних комірчастих структур із періодом повторення, що залежить від густини потоку енергії лазера і, як випливає з порівняння із даними п. 4.2 (рельєф при опроміненні в епоксидній смолі) від ПКС. Розміри комірок у даному випадку досягають величини 0,5 – 5 мкм. Напливи металу висотою до 1,5 мкм повторюються з періодом 20 – 30 мкм. На їх поверхні видно пори діаметром 1 – 10 мкм, а також окремі дрібні пори діаметром кілька сотень нанометрів.

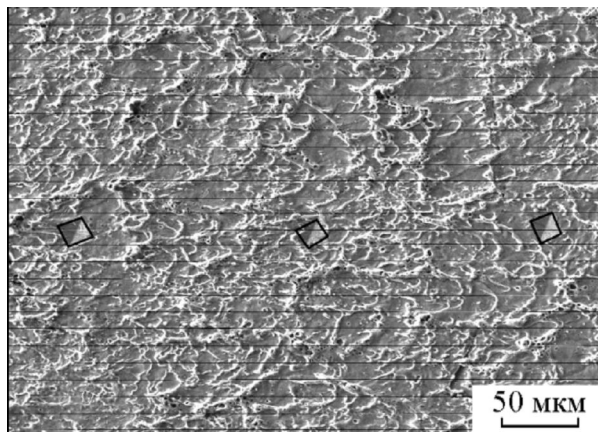


Рис. 4.7. Поверхня зразка після опромінення в ПКС (чорними квадратами виділено відбитки індентора), густина потоку $1,5 \cdot 10^9$ Вт/см²

Вимірювання мікротвердості, проведені вздовж діаметра зони впливу, показали, що вона збільшується нерівномірно. Це можна пояснити різницею мікротвердості на горбах та впадинах, що утворилися в результаті опромінення (їх величина досягає 1,5 мкм), а також додатковими неточностями, які виникають при вимірюваннях унаслідок неоднорідного рельєфу поверхні зразка. На рис. 4.8 наведено розподіл мікротвердості зразка сталі 15Х13 МФ у зоні опромінення і неопроміненої зоні вздовж діаметра зони впливу, що вивчався з кроком 150 мкм. Густина потоку лазерного випромінювання $1,5 \cdot 10^9$ Вт/см² (ПКС – вода).

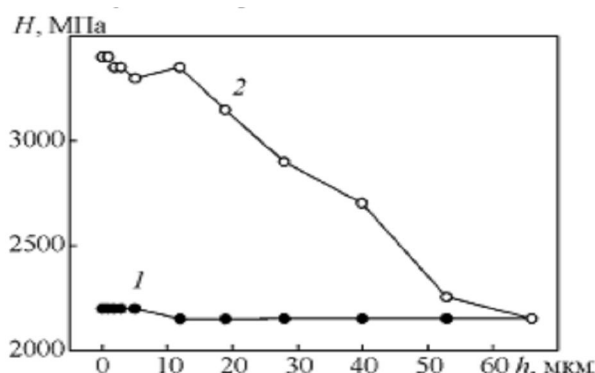


Рис. 4.8. Залежність мікротвердості сталі 15Х13МФ від глибини травлення: 1 – неопромінений зразок; 2 – опромінений зразок

При вимірюваннях до опромінювання в тій самій зоні, як бачимо з рисунка, мікротвердість розподілена однорідно і складає величину приблизно 2000 МПа. Після опромінення вона зросла мінімум у півтора рази. При цьому окремі стрибки мікротвердості складають 4000 – 8000 МПа. В місцях відбитків

індентора (рис. 4.8) за допомогою енергодисперсійної приставки ЭДАР мікроскопа РЭМ-106И було визначено хімічний склад поверхні зразка. Аналіз хімічного складу показав, що в результаті опромінювання на поверхні з'явився кисень, відсутній до опромінювання (див. табл. 4.4).

Таблиця 4.4

O, мас. %	1,44	0	2,63	0,99	0,56	0	3,49	2,57	1,2	1,2	0	4,99	4,67	1,92
L, мм	0,45	1,05	1,2	2,7	3,3	3,45	3,6	4,05	4,2	4,35	4,5	4,65	4,8	4,95

Концентрація кисню коливається після опромінювання в межах 0 – 4,99 мас.% (відповідає 17,4 атомних процента) при середньому значенні 1,83 мас.%. Концентрація вуглецю та інших домішок (алюміній, кремній, хром) не змінилася. Слід відзначити, що в точках, які відповідають максимуму концентрації кисню, спостерігаються стрибки мікротвердості. Кисень, який є домішкою впровадження, концентруючись у зернообмежених об'ємах, утворюючи виділення оксидів на границях зерен, знижує опір холодноламкому руйнуванню. Водночас після лазерного ударно-хвильового впливу на сталь 15X13МФ відзначалося [217, 222] підвищення енергії руйнування.

На рис. 4.9 зображена мікроструктура неопроміненої та опроміненої сталі після сумарного травлення в 10% азотній кислоті протягом 400 хвилин. Поверхня неопроміненого зразка протравлюється рівномірно (рис. 4.9 в). Поверхня зони опромінення покрита плямами корозії, що вказує на локалізацію процесу. Світлі ділянки відповідають області, яка менше протравлюється. При цьому відношення площ світлої та темної ділянок складає приблизно 1:2 в опроміненій зоні. Картина, що спостерігається, може бути викликана нерівномірністю розподілу енергії лазерного імпульсу по поверхні зразка, з одного боку, та перерозподілом домішок і фаз у приповерхневих шарах сталей 15X13МФ внаслідок обробки – з другого.

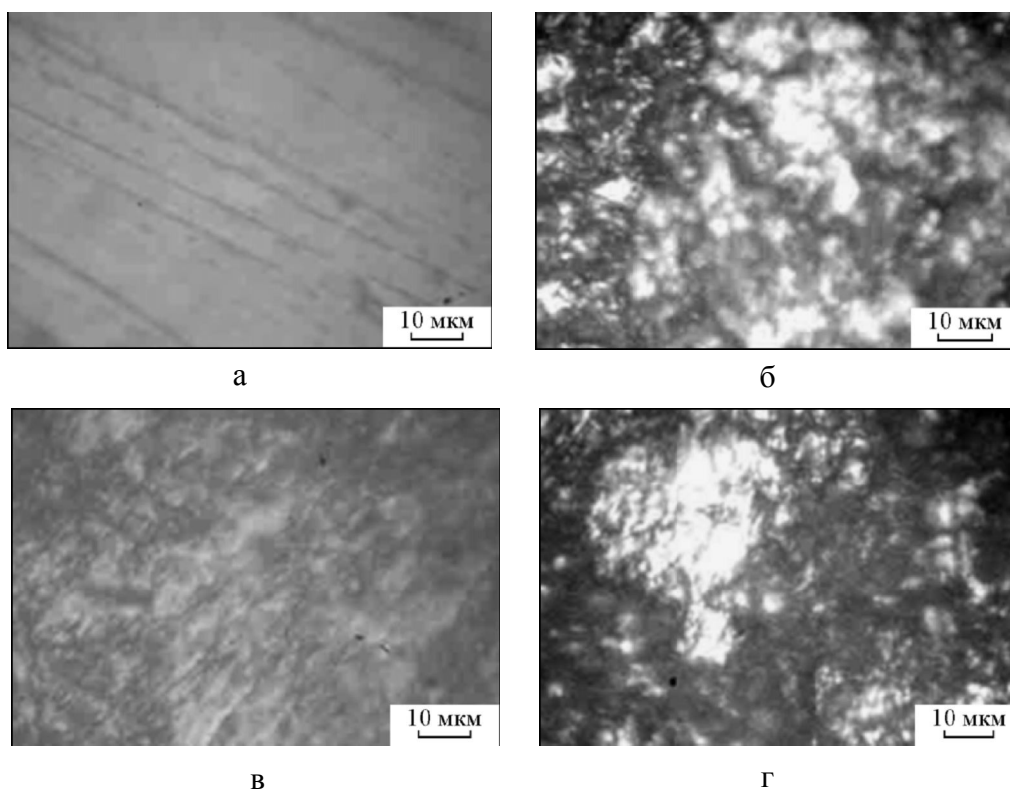


Рис. 4.9. Структура поверхні зразків сталі 15X13МФ:
 а – у вихідному стані; б – після обробки лазером;
 в – після корозійного впливу;
 г – корозійний вплив та опромінення лазером

Швидкість корозії неопроміненого зразка практично не змінюється із глибиною і дорівнює $100 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$. Так само, як бачимо з [рис. 4.10](#), у цього зразка, з точністю до 2,5%, не змінюється на даних глибинах і мікротвердість.

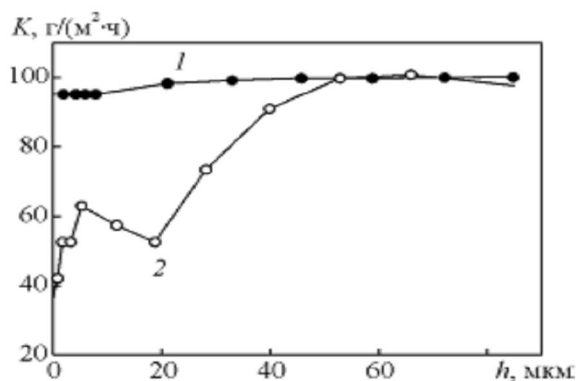


Рис. 4.10 Залежність швидкості корозії сталі 15X13МФ від глибини: 1 – неопромінений зразок; 2 – опромінений зразок

У опромінених зразків швидкість корозії залишається підвищеною до глибини 55 мкм, що принаймні на порядок перевищує глибину проникнення теплоти $2\sqrt{a\tau}$, характерну для термічного впливу лазера, який працює в режимі модульованої добротності.

Величина мікротвердості опроміненого зразка лінійно зменшується від 3400 МПа на поверхні до 220 МПа на глибині 55 мкм. На цій глибині швидкість корозії, нелінійно зростаючи, стає рівною швидкості корозії неопроміненого зразка.

Механізм підвищення корозії в теплостійких сталях

Розглянемо можливі причини підвищення корозійної стійкості при опроміненні лазером у режимі генерації ударних хвиль із використанням ПКС. За умов, у яких проводилися наші експерименти, відбувається комплексна термічна та механічна дія, що супроводжується переходом нелінійної хвилі стискання в ударну. Як бачимо **із рис. 4.10**, спостерігаються злами на кривій швидкості травлення, які свідчать про різні механізми процесів, що відбуваються в матеріалі при дії потужного лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності. При цьому можна виділити три зони по глибині зразка, в яких різняться швидкості корозії: 1) від поверхні до глибини 6 мкм, де швидкість змінюється від 35 до 62 г/(м²·год.), залишаючись при цьому в середньому в два рази нижчою, ніж в неопроміненому зразку; 2) 6 – 20 мкм, де швидкість зменшується від 62 до 52 г/м²·год; 3) 20 – 55 мкм, де швидкість, поступово збільшуючись, стає такою, як у неопроміненому зразку.

Зона 1. Проведена раніше [216] електронна мікроскопія зразків сталі 15Х13МФ, опромінених у режимі генерації ударних хвиль, вказує на утворення в зоні впливу на поверхні зразка підвищеної кількості голчастого мартенситу. Відомо [223], що термообробка, при якій утворюється мартенсит, підвищує корозійну стійкість унаслідок випадкового розподілу атомів вуглецю та їх взаємодії з атомами заліза, що обмежує їх ефективність як катодів локальних гальванічних елементів. Тому в розбавленій кислоті швидкість корозії мартенситу є відносно низькою. Можливо, що подібний ефект спостерігається і при лазерному опроміненні в ПКС.

Зміна співвідношення ферит-мартенсит у поверхневому шарі опроміненого зразка в порівнянні з неопроміненим, що зафіксовано оптичною та електронною мікроскопією, також має впливати на швидкість корозії в приповерхневому шарі (до 1,5 – 2 мкм). При цьому утворення рейкового мартенситу, що спостерігався після опромінення, пов'язано не тільки з різким охолодженням, але й дією імпульсу розвантаження та деформацією застигаючого шару, що, як відомо, призводить до підвищення температури переходу аустеніт – мартенсит. Деформація проявляється також у хвилеподібній формі амплітудою близько 1,5 мкм застиглої опроміненої поверхні.

На зростання корозійної стійкості поверхні може впливати також кисень, про підвищення концентрації якого згадувалося вище. Кисень міг проникнути в даному випадку із води, що служила в якості ПКС у цих експериментах та входила до складу плазми, яка виникає при опроміненні поверхні зразка.

Згідно з класичною схемою, корозійна стійкість може бути викликана підвищенням потенціалу внаслідок руйнування зв'язків хрому з вуглецем, з'єднання хрому з залізом і утворення $(\text{FeCr})_2\text{O}_3$. У такому випадку пасивація поверхні досягається в результаті утворення на деформованій поверхні плівки з високою концентрацією кисню. Переплавлення опроміненої поверхні та дія імпульсу віддачі сприяють даному процесу. Виникнення плівки можна пояснити таким чином: при проходженні ударної хвилі руйнуються зв'язки вуглецю з хромом, який, ставши вільним, об'єднується з атомами заліза та кисню. В приповерхневому шарі утворюється плівка $(\text{FeCr})_2\text{O}_3$. Крім того, можна додатково припустити, що розплавлена приповерхнева область, розтікаючись по поверхні під дією імпульсу віддачі після закінчення імпульсу, заливає границі зерен, підвищуючи корозійну стійкість верхнього шару товщиною 1,5 – 2 мкм.

Пітингова корозія, яка часто є початковою стадією корозії та для якої характерним є зростання ролі пор, як бачимо, не відіграє в даному випадку визначальної ролі. Це слідує із того, що незважаючи на зростання в приповерхневому шарі кількості пор, які спостерігаються в електронному мікроскопі на поверхні опроміненого в ПКС зразка, корозійна стійкість опроміненої поверхні значно вище, ніж у неопроміненого зразка.

Зона 2. Зміни швидкості корозії на більшій глибині можуть бути пояснені зростанням градієнта напружень стискання, пов'язаних із генерацією УХ. На глибині, що набагато перевищує глибину термічної дії, очищення границь зерен відбувається внаслідок різного розсіяння лазерної ударної хвилі на домішках та атомах матриці, в даному випадку – залізі. Цей ефект має впливати на спостережувану картину корозійної стійкості саме внаслідок переходу хвилі стискання в ударну хвилю.

В наших експериментах глибина утворення ударної хвилі була розрахована за формулою, наведеною в [37]. Використовуючи відомі параметри для теплостійкої сталі, легко отримати, що лазерна ударна хвиля утворювалася на відстані 22,8 мкм від опромінюваної поверхні. Згідно з механізмом утворення точкових дефектів [82] при лазерній дії в режимі генерації ударних хвиль ефективність розсіяння енергії ударних хвиль суттєво залежить від різниці мас атомів домішок, основної речовини та різниці енергій зв'язку. В досліджуваних зразках маса атомів вуглецю відрізняється від маси заліза в 4,5 раза, а для атомів водню і заліза різниця – 27 разів. Дифузія в об'ємі має на два порядки меншу швидкість, ніж по границях зерен. Найважливішими причинами міжкристалічної корозії є різниця у дифузії на границях зерен та в їх об'ємі, а також відмінності в активності різних домішок, ролі їх хімічних сполук в опорі матеріалу до корозії. Тому на глибинах, що перевищують область термічного

впливу, внаслідок очищення границь зерен від водню має зменшуватися роль контактних корозійних пар $\text{Fe} - \text{H}_2$. Саме за рахунок цього, в першу чергу, має підвищуватися корозійна стійкість зразків сталі.

Зона 3. Під час розповсюдження вглиб матеріалу ударна хвиля, що утворилася при дії лазерного імпульсу, згасає набагато швидше, ніж акустична. Мірою цього згасання служить відношення відстані від поверхні до глибини утворення ударної хвилі [48]. В нашому випадку величина 55 мкм майже в 2,5 раза перевищує відстань, на якій відбувається «перевертання» хвилі стискання, тобто її перехід в ударну. Затуханням ударної хвилі пояснюється поступове зменшення її впливу. Якщо механізм підвищення корозійної стійкості має пороговий характер, то, ймовірно, на даній глибині амплітуда ударної хвилі зрівнюється із порогом дефектоутворення.

Для перевірки ролі ударної хвилі в підвищенні корозійної стійкості сталі 15X13 МФ були проведені експерименти з опромінення зразків, захищених мідним екраном із тією самою густиною потоку за раніше описаною методикою [4]. При цьому також виявлено підвищення корозійної стійкості. На глибині 20 мкм швидкість корозії виявилася на 21% нижче, ніж у неопроміненому. Поступово зростаючи, на глибині 45 мкм вона дорівнювала швидкості корозії у неопроміненому зразку. Різниця швидкостей корозії у захищеного та незахищеного зразків зумовлена нижчою амплітудою ударної хвилі внаслідок перерозподілу тиску при проходженні поверхонь розділу: екран – середовище, що служило акустичним контактом – зразок. Відповідно, зниження амплітуди ударної хвилі до порогового значення, при якому має місце дефектоутворення, відбулося на меншій глибині.

4.4. МІКРОСТРУКТУРА ТА МЕХАНІЗМИ РУЙНУВАННЯ ТЕПЛОСТІЙКИХ СТАЛЕЙ ПІСЛЯ ЛАЗЕРНОЇ ОБРОБКИ ІЗ ГЕНЕРАЦІЄЮ УДАРНИХ ХВИЛЬ

Лазерна ударно-хвильова обробка теплостійких сталей дозволяє отримати ділянки матеріалу з високою поверхневою твердістю та модифікувати властивості поверхневих і внутрішніх шарів матеріалу, які впливають на закономірності дефектоутворення, в тому числі динамічного поширення тріщин.

У багатьох випадках конструкційні матеріали та виготовлені з них деталі працюють із поверхневими експлуатаційними дефектами. В зв'язку з цим необхідні як оцінювання стійкості матеріалів конструкції до динамічного руйнування за наявності тріщиноподібних дефектів, так і пошук шляхів її підвищення. Завдяки своїм можливостям перерозподіляти напруження в матеріалі, лазерне випромінювання, включаючи термічну й ударно-хвильову лазерну обробку, при розв'язуванні різних задач використовується покращення механічних властивостей металів і сплавів. При термічній лазерній обробці важливою є температура поверхні, яка впливає на характер розподілу

напружень. Згідно з одновимірною моделлю нагрівання напівнескінченного тіла джерелом із постійною в часі величиною густини потоку, її критичне значення визначається за формулою $q_c = 0,885 T_m \lambda / (a \tau)^{0,5}$. Це показує, що критична густина потоку, необхідна для досягнення в кінці імпульсу тривалістю τ температури T , зростає зі зростанням температури фазового переходу (плавлення або кипіння), його теплопровідності та об'ємної теплоємності, й зменшується зі зростанням тривалості імпульсу. При використанні лазера в режимі модульованої добротності, який генерує ударні хвилі, створюються напруження стиску з крутим фронтом та глибиною, що досягає для сталі 1,5 мм, тоді як термічні напруження при даному режимі для сталі не більше 3 – 4 мкм. Про це свідчать дослідження залишкових напружень конструкційних матеріалів, що проводилися за допомогою широкого спектра експериментальних фізичних методів та комп'ютерного моделювання [112, 113, 224-227].

Слід відзначити, що при розв'язуванні певних інженерних задач метод лазерної ударно-хвильової обробки успішно застосовується для захисту матеріалів від руйнування. В першу чергу, це необхідно, коли відсутня можливість замінити даний матеріал іншим і важливим є підвищення енергії руйнування матеріалу.

Дослідження, викладені в цьому розділі, були складовою НДР за методами підвищення ударної в'язкості теплостійких сталей. Цікавість до цього питання пояснюється тим, що не зважаючи на значний досвід, накопичений при обробці матеріалів лазерним випромінюванням, підходи до підвищення ударної в'язкості обробкою локальних ділянок матеріалу біля вершини тріщини вивчені недостатньо. Зокрема, практично не досліджено вплив ударно-хвильового фактора лазерної обробки в режимі модульованої добротності на зміну енергоємності руйнування матеріалу при його динамічному навантаженні.

Вивченню ударної в'язкості руйнування теплостійких сталей, попередньо оброблених у прозорому конденсованому середовищі лазерними імпульсами тривалістю 50 нс і довжиною хвилі 1,06 мкм, присвячено цикл робіт [222, 228, 229], виконаних у ТНТУ імені Івана Пулюя. Аналіз процесів, що спостерігалися в даних матеріалах під дією лазерних ударних хвиль, тісно пов'язаний з питаннями впливу експлуатаційних факторів на деградацію й опір руйнуванню теплостійких сталей 15X13МФ, 25X1М1Ф у різних умовах, викладених у роботі [222].

Ударну в'язкість матеріалів після лазерної обробки визначали на монометалічних зразках Шарпі зі сталей 15X13МФ і 25X1М1Ф та біметалічних зразках зі сталей 18X11МНФБ та 35Г2 при однаковій товщині шарів. Випробування проводили на копрі ВКМ-5 при температурі 20°C, розміри зразків 5×5×27,5 мм з радіусом надрізу $0,125 \pm 0,0125$ мм. Вивчення зламів проводили на растровому електронному мікроскопі РЕМ-106И. На картинах зламів виявляли фактографічні особливості, які дозволяють зробити висновок про ступінь розвитку рельєфу і пластичної деформації.

Опрацювання даних по рельєфу поверхні після опромінення на повітрі або в різних ПКС здійснювали на комп'ютері, на основі зображень, отриманих на електронному мікроскопі при різних збільшеннях – від 100 до 50000 крат. Площа поверхні, що сканується, і вибір збільшення залежить від поставлених завдань дослідження. При цьому ми враховували, що при великих збільшеннях площа зразка, яка знаходиться під електронним зондом, зменшується (до 1 мкм^2 при збільшенні в 100000 крат). Це впливає на стан поверхні зразка. Виникає ймовірність локального пошкодження досліджуваного зразка внаслідок його бомбардування сфокусованим потоком первинних електронів.

Обробку зразків проводили за допомогою лазера ГОС-1001 з пасивним LiF затвором, у режимі модульованої добротності, з густиною потоку $5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ з обмеженням розльоту плазми, яка виникає при цьому, прозорим конденсованим середовищем. Суть методики, за якою досягалося суттєве підвищення тиску та зростання ролі впливу на властивості матеріалу проходження через нього ударної хвилі [110], описана вище.

Схема опромінювання та якісний характер розподілу напружень стискання по глибині наведені на рис. 4.11, а на рис. 4.12 – два варіанта обробки, коли опромінена зона знаходилася безпосередньо перед надрізом (варіант 1) або опромінена область складалася з двох симетричних зон, розташованих з двох боків надрізу (варіант 2).

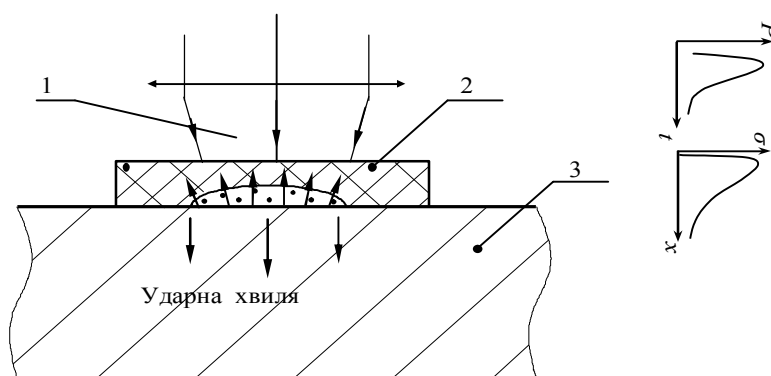


Рис. 4.11. Лазерна ударно-хвильова обробка зразків.

Схема опромінення:

1 – потік опромінення; 2 – прозоре конденсоване середовище; 3 – зразок

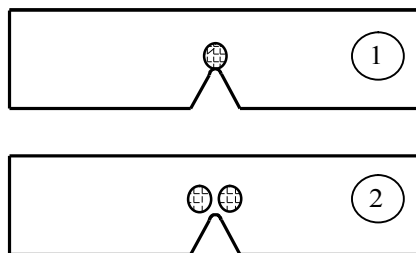


Рис. 4.12. Лазерна ударно-хвильова обробка зразків.

Варіанти опромінення:

1 – безпосередньо перед надрізом; 2 – симетрично, з двох боків надрізу

На рис. 4.13 зображена морфологія поверхні сталей 25Х1М1Ф і 15Х13МФ після опромінення лазерними імпульсами з енергією 15 – 16 Дж в епоксидній смолі (прозоре конденсоване середовище), зроблена на однаковій відстані від центру зони опромінення. Помітні напливи металу, які повторюються з певним періодом, на поверхні яких є пори діаметром 1 – 10 мкм. Значно зросла мікротвердість поверхневого шару.

Характер рельєфу (хвилеподібна періодично повторювана структура, що спостерігалася при опроміненні різних досліджуваних сталей) свідчить про виникнення термокапілярних процесів та їх розвиток при високошвидкісному нагріванні матеріалу в зоні опромінення, його плавленні, швидкій кристалізації та «замерзанні» структури в процесі обробки.

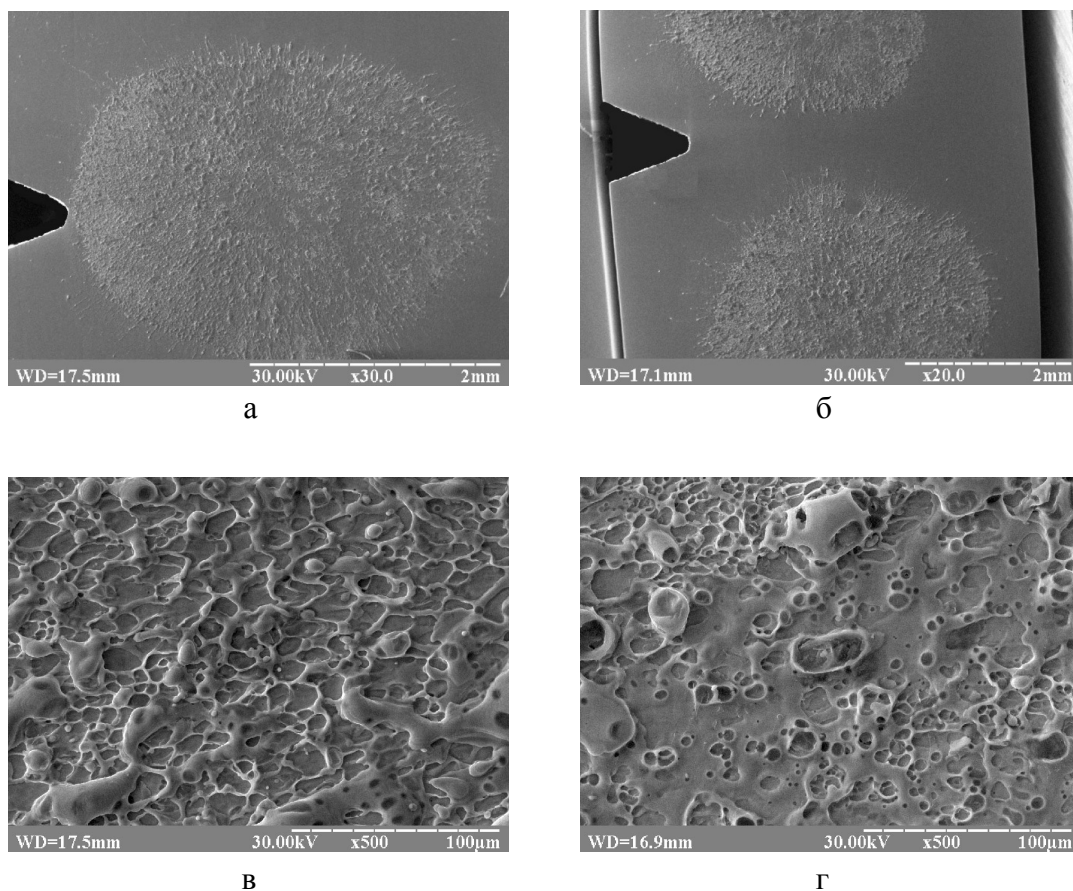


Рис. 4.13. Опромінена поверхня зразків:
 а – за варіантом рис. 4.9-1; б – за варіантом рис. 4.9-2;
 в – коміркова клітинно-періодична структура;
 г – піноподібна структура з порами

Як бачимо із рис. 4.14, зробленого на електронному SEM-мікроскопі при збільшенні зображення 2000 крат, поверхня матеріалу (сталь 15Х13МФ) після дії лазерного імпульсу, який супроводжується генерацією ударних хвиль, перетворюється із феритно-мартенитної в мартенситну. При цьому з'являються великі мікродвійникові кристали голчастого мартенситу. Морфологія поверхні при опромінюванні в прозорому конденсованому середовищі відрізняється від поверхні, отриманої при опромінюванні на повітрі.

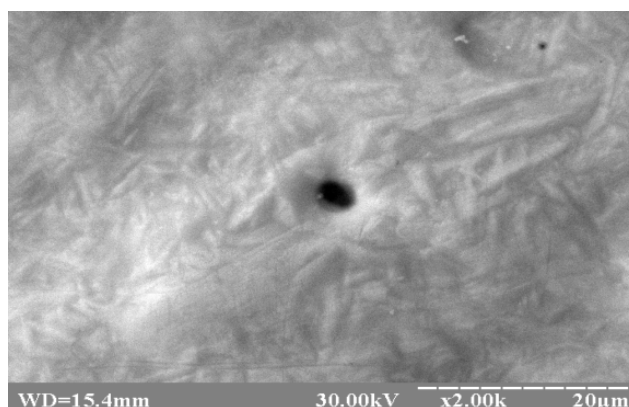


Рис. 4.14. Морфологія субструктури сталі 15X13 МФ після опромінення в прозорому конденсованому середовищі, що супроводжувалося генерацією ударної хвилі

В таблиці 4.5 наведено результати випробувань на ударну в'язкість зразків, опромінених за двома різними варіантами. Як бачимо з таблиці, ударна в'язкість змінюється залежно від місця розміщення зони опромінення відносно концентратора. Аналіз отриманих результатів свідчить про збільшення енергоємності руйнування зразків із ферито-мартенситних сталей після лазерної обробки. Для сталі 15X13МФ, опромінений за варіантом 1 (рис. 4.12), отримано збільшення ударної в'язкості руйнування приблизно в 2 рази. В біметалевих зразках ударна в'язкість руйнування збільшилася на 15%. Невелике збільшення енергоємності руйнування швидше за все пов'язано з тим, що обробляли біметал, який складається із ферито-мартенситної та ферито-перлітної сталей, в яких відбулися різні мофологічні зміни. Для сталі 25X1M1Ф обробка за першим варіантом призвела до незначного (до 10%) зменшення ударної в'язкості. Ударно-хвильова обробка за другим варіантом (див. рис. 4.12) не призвела до зміни ударної в'язкості матеріалу.

Таблиця 4.5

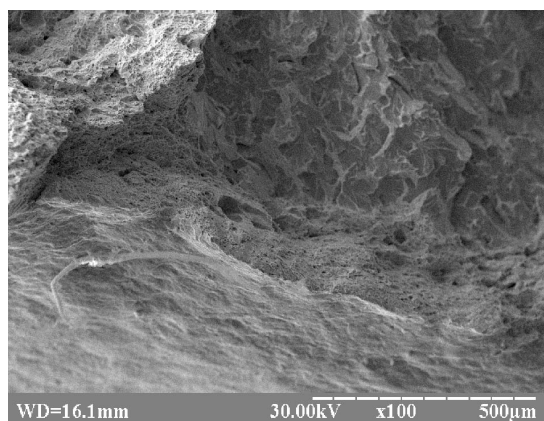
Ударна в'язкість сталей за різних варіантів опромінення лазером у режимі генерації ударних хвиль

Марка сталі	KCV, МДж/м ²		
	До опромінення	Після опромінення Варіант 1	Після опромінення Варіант 2
15X13МФ	0,55	1,1	0,58
18X11МНФБ/35Г2	1,15	1,32	1,16
25ХМ1М1Ф	1,25	1,15	1,35

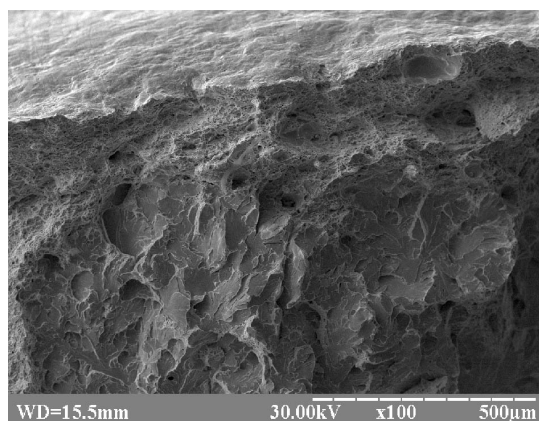
Після руйнування зразків вивчалися їх злами з метою визначення основних закономірностей впливу структури матеріалу на тріщиностійкість сталей до та після ударно-хвильової обробки. Поверхня руйнування сталі 25X1М1Ф представлена ділянками квазісколу (рис. 4.15 а, б), які по периметру зразка суміщені з ділянками ямкового в'язкого руйнування. Механізм руйнування постійний та має внутрізеренний характер. Наявність вторинних мікротріщин свідчить про додаткову енергоємність динамічного руйнування.

Фрактографічний аналіз зразків після випробувань на ударну в'язкість показав, що опромінені за обома варіантами зразки сталі 15X13МФ зруйновані по механізму внутрізереного сколу. Скол сталі 15X13МФ відбувся по визначених кристалографічних площинах, які утворюють фасетки сколювання. При незначних збільшеннях вони мають вигляд блискучих ділянок. Мікроструктура фасеток має вигляд, подібний до струмкового візерунка, який утворений в результаті злиття окремих мікротріщин (рис. 4.15 в, г). Злиття тріщин відбулося крихко, вздовж ліній спайки за наявності визначальної частини мікропластичної ямкової складової. Суттєвих відмінностей в морфології зламів зразків опроміненої сталі 15X13МФ не виявлено. Вплив теплового фактора лазерного впливу виявлено лише у вузькій поверхневій ділянці глибиною до 10 мкм (рис. 4.15 д).

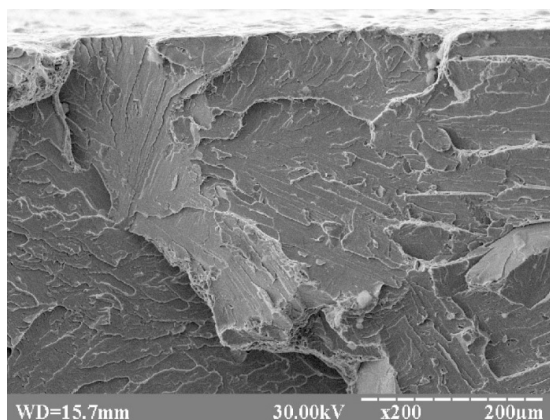
Крім теплового фактора, зразок піддавався впливу ударної хвилі, яка призводить до дефектоутворення та структурних змін на значно більшій глибині [110]. Суттєве підвищення енергоємності руйнування зразків зі сталі 15X13МФ, опромінених за варіантом 1, на нашу думку, викликано саме впливом ударної хвилі.



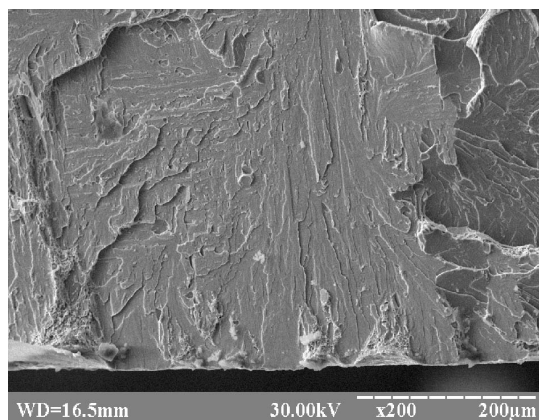
а



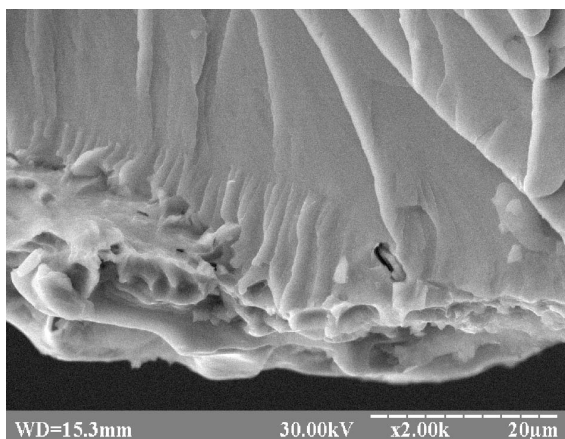
б



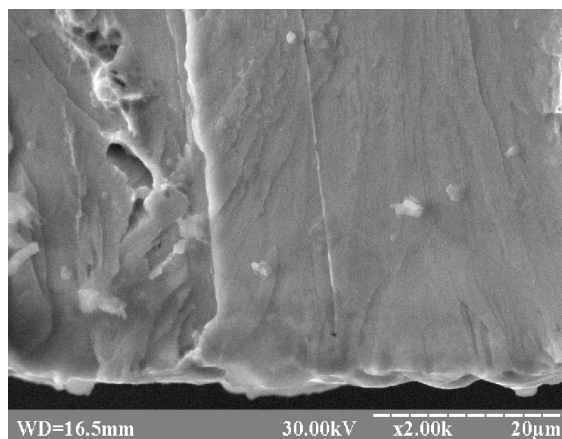
в



г



д



е

Рис. 4.15. Фрактограми зразків Шарпі:
 а, в, д – опромінених за варіантом 1;
 б, г, е – опромінених за варіантом 2;
 а, б – сталь 25X1M1Ф; в, г, д, е – сталь 15X13МФ

Зміна характеристик у процесі ударно-хвильової обробки залежить від режиму зміцнення і, в першу чергу, від прикладеного тиску, величина якого визначається густиною потоку енергії лазера, теплофізичними та акустичними

властивостями конденсованого середовища й опромінюваної сталі, в тому числі і густиною конденсованого середовища.

Можна припустити, що лазерна ударна хвиля, проходячи по зразку, призводить до перерозподілу напружень у результаті руху дислокацій, які є в зразку, й утворення точкових дефектів в об'ємі матеріалу в результаті її розсіяння на домішках та границях зерен. Крім цього, лазерний вплив, який супроводжується виникненням ударних хвиль, може призводити до дроблення пакетів рейкового дислокаційного мартенситу і збільшення протяжності субграниць. Утворюється внутрізеренна структура, яка відіграє роль додаткових бар'єрів, здатних гальмувати рух тріщин, і призводити до більших затрат енергії, необхідної для руйнування зразка. Внутрізеренний скол свідчить, що підвищення енергоємності може бути пов'язано з перерозподілом напружень у результаті змін, що відбуваються в кристалітах, до складу яких входить хром та легкі домішки впровадження. При проходженні ударної хвилі в результаті відмінностей в характері її розсіяння на різних атомах, згідно з фононним механізмом, можливе також очищення цих ділянок від легких домішок, і як результат – підвищення ударної в'язкості руйнування матеріалів.

Крім аналізу характеру зламів зразків Шарпі зі сталі 15X13МФ, за допомогою енергодисперсійного аналізатора було проведено дослідження розподілу вуглецю в мартенситі опроміненого шару.

Проведений мікроаналіз також показує, що кристали мартенситу мають гольчатую форму, характерну для мартенситу охолодження. Твердість модифікованого матеріалу зумовлена двома основними факторами: значним рівнем напружень зсуву та високими швидкостями деформування при екстремальних умовах одночасного теплового та ударно-хвильового впливу. Вони визначають локальне підвищення температури поверхні металу з утворенням насиченого дефектами аустеніту, фазове перетворення якого в умовах високих швидкостей охолодження викликає утворення дисперсного мартенситу. Крім цього, значний вплив має неоднорідність розподілу вуглецю в аустеніті сталі 15X13МФ при її високошвидкісному нагріванні до температури аустенізації. Утворена після охолодження фаза є дисперсним мартенситом. У досліджуваних зразках виявлено підвищення мікротвердості в опромінених зонах, у результаті значної дефектності структури мартенситу (високої густини дислокацій). У середньому мікротвердість поверхневого шару зросла майже в 3 рази – від 2200 до 6000 МПа).

Гольчата структура мартенситу призводить до значного підвищення рівня мікронапружень у матеріалі. Дослідження, проведені на системі енергодисперсійного мікроаналізу, вказують на наявність в мартенситі опроміненого шару ділянок підвищеного вмісту вуглецю.

Аналіз підтверджує визначальний вплив неоднорідності розподілу вуглецю в аустеніті на формування опромінених шарів. Лазерне опромінювання зумовлює миттєве локальне нагрівання поверхневих ділянок зразка до високих температур й утворення аустеніту. Швидке відведення теплоти через основний метал призводить до $\gamma \rightarrow \alpha$ перетворення з утворенням гольчатого мартенситу.

Ударна в'язкість сталі 15Х13МФ, опроміненої перед надрізом, збільшується приблизно в 2 рази. На основі аналізу мікрорельєфу поверхні руйнування в зоні опромінення виявлено максимальне текстурування зламу на перехідній ділянці «опромінений шар – основний метал». У зоні опромінення зразок руйнується по механізму внутрізеренного сколу. Такий механізм руйнування, очевидно, зумовлений не тільки низькою пластичністю матеріалу, але й окрихкісною дією виділень. Поширення тріщини в зоні опромінення відбувається шляхом сколювання матеріалу в найбільш енергетично вигідних площинах. Воно здійснюється одночасно незалежно одне від одного в кількох місцях, а після взаємодії полів напружень окремі площини руйнування зливаються з утворенням певного фронту. Площини сколювання з'єднуються сходянками з мікроямковим рельєфом.

Результати експериментів з руйнування зразків Шарпі корелюють із результатами вивчення мікротвердості цих сталей, а також результатами аналізу руйнування сталей, що досліджувались на повзучість [233] після ударно-хвильової обробки.

РОЗДІЛ 5

ЛАЗЕРНІ УДАРНІ ХВИЛІ В НАНОТЕХНОЛОГІЯХ

(Вибрані питання)

Сучасні дослідження, зосереджені на пошуку нових застосувань лазерних ударних хвиль малої амплітуди, включають кілька напрямків фізико-технологічного характеру. До них відносяться:

- а) вивчення поведінки матеріалів із метою модифікації їх властивостей;
- б) створення нових методик дослідження параметрів матеріалів;
- в) застосування лазерних ударних хвиль малої амплітуди в технологічних операціях при виготовленні мікроелектронних та мікромеханічних пристроїв;
- г) виготовлення окремих деталей, пов'язане з прецизійною зміною їх форми з одночасним покращенням конструкційних властивостей матеріалів цих деталей. Значним інтересом є використання лазерних ударних хвиль малої амплітуди для очищення поверхні матеріалів, у тому числі напівпровідникових пластин [202, 234, 235].

Одним із прикладів такого застосування може служити очищення поверхні напівпровідникових пластин від наночастинок (забруднюючих домішок) розміром до 30 нм, що існують на фотомасці при проведенні операції фотолітографії [236]. Лазерні ударні хвилі утворювалися в результаті пробою повітря. В експериментах даного типу найчастіше застосовуються лазери на Nd:YAG, із тривалістю імпульсу 10 нс. У ряді інших робіт [235, 237, 238] показано, що лазерне очищення під впливом лазерних ударних хвиль розвивається як технологія очищення різноманітних матеріалів, що проводиться також і в рідині при піко- і наноімпульсах. Теоретична робота [239] присвячена використанню лазерних ударних хвиль для дослідження поведінки наночастинок, що знаходяться в рідкому або твердому середовищі, таких, наприклад, як вода або твердий полімер. Пропонується створювати за допомогою коротких лазерних імпульсів в оточуючому наночастинок середовищі ряд ударних фронтів, згенерованих унаслідок поглинання лазерного випромінювання наночастинками. Показано, що вимірювання ударних фронтів хвиль, що виходять із середовища, дозволяє встановити розміри наночастинок, при яких помітні відхилення від їх поведінки як об'ємних об'єктів. Тобто таким чином можна виявляти розмірні ефекти. На думку авторів, такі дослідження просто здійснити на експерименті, беручи до уваги факт, що наночастинки «занурені» в оточуюче середовище і взаємодіють з ним.

Нові можливості для використання лазерних ударних хвиль відкривають дослідження поведінки під її впливом таких матеріалів, як фторопласт і тонкі фторопластові плівки у вигляді стрічок, нанопорошки, нанотрубки. Завдяки набору унікальних властивостей фторопластові (політетрафторетиленові) плівки знаходять застосування в хімічній, медичній, електротехнічній, електронній, машинобудівній промисловості. Залежно від призначення вони відрізняються складовими добавками, ступенем кристалічності та фізико-механічними властивостями. Ущільнюючі плівки ФУМ мають руйнуюче

напруження 6 – 20 МПа при 50 – 100% видовження, а конденсаторні – залежно від марки від 16 до 50 МПа при видовженні 55%. Перші можуть залежно від призначення (наприклад, робота в кислотному середовищі) мати змащувальні домішки з концентрацією 17 – 20%. Навпаки, при роботі в системах із киснем або сильними окислювачами вони включають < 3% домішок такого типу. Інший тип плівок, що застосовуються в конденсаторах (так звані конденсаторні) відрізняються високою електричною міцністю і малим значенням величини тангенсу втрат (він дорівнює 0,00025 – 0,00030).

Різноманітність властивостей фторопластових плівок проявляється і в їх поведінці при дії акустичних і потужніших імпульсів тиску, в тому числі лазерних ударних хвиль [240, 241]. У даний час значний інтерес проявляється до вуглецевих нанотрубок та нанопорошків оксидів цинку.

Вуглецеві нанотрубки – це один із видів поверхневих вуглецевих наноструктур [242]. Завдяки своїм унікальним властивостям (у тому числі емісійним, електронним, пружним) [243] ці об'єкти мають значні потенційні можливості технічного застосування – елементи сучасних комп'ютерів, електромагнітних екранів, холодних катодів у термоемісійних системах. Крім цього, їх можна використовувати як перетворювачі механічного руху в електричний сигнал при різних зовнішніх впливах та для побудови на їх основі індикаторів високого тиску. Тому важливим є вивчення взаємодії зовнішніх чинників, зокрема мікрохвильового випромінювання та лазерних ударних хвиль зі структурами вуглецевих нанотрубок у середовищі, яке є нейтральним як до вуглецевих нанотрубок, так і до збуджуючого електромагнітного поля. Таким середовищем є політетрафторетилен (фторопласт 4).

Оксид цинку – добре відомий напівпровідник, що застосовується в якості одного із компонентів електроніки та оптоелектроніки, зокрема, оптичних сенсорів. Останнім часом цей матеріал інтенсивно досліджується завдяки своїм специфічним властивостям, пов'язаним із технологічними особливостями його отримання у вигляді нанопорошків. У першу чергу це стосується широких можливостей модифікації та зміни дефектності його структури шляхом застосування обробки різних типів, у тому числі й лазерної ударно-хвильової обробки як одного із методів модифікації дефектної підсистеми напівпровідників. Саме дію лазерних ударних хвиль на фторопластові плівки, нанотрубки та оксид цинку розглянуто нижче.

5.1 ВПЛИВ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА ПОЛІТЕТРАФТОРЕТИЛЕНОВІ ПЛІВКИ

Роботи зі впливу лазерних ударних хвиль на політетрафторетиленові плівки проводилися при різних товщинах захисних екранів і включали дослідження впливу на зміни оптичних характеристик ущільнюючих плівок ФУМ із різною пористістю та ефект ударної поляризації плівок Ф4ПН

(конденсаторних) під дією лазерних ударних хвиль при різних товщинах захисного екрана [243, 244].

5.1.1. Візуалізація поширення лазерної ударної хвилі за допомогою багат шарових структур з політетрафторетиленових плівок

Експерименти з лазерної ударно-хвильової обробки фторопластового ущільнюючого матеріалу на основі політетрафторетилену у вигляді плівок, захищених від прямої лазерної дії мідним екраном, показали збільшення їх прозорості в діапазоні 0,4 – 1 мкм.

Уперше просвітлення плівки нами було виявлено при опроміненні фторопластового ущільнюючого матеріалу, захищеного мідним екраном товщиною 50 мкм [105]. Просвітлення, тобто збільшення коефіцієнта пропускання політетрафторетиленових плівок у видимому діапазоні, може бути використано для візуалізації поширення й затухання лазерної ударної хвилі та побудови на їхній основі датчиків візуалізації дії лазерної ударної хвилі.

Для дослідження цієї можливості, а також, щоб відкинути тепловий ефект при лазерному опроміненні імпульсами потужністю $10^8 - 10^9$ Вт/см² та одночасно в'ясувати вплив товщини екрана на поріг просвітлення, ми провели серії експериментів з різною товщиною екрана та різною кількістю шарів плівки.

При використанні епоксидної смоли в якості прозорого конденсованого середовища просвітлення було помітним при товщині екрана 80 мкм, 300 мкм і навіть при 500 мкм для густини енергії 40 Дж/см², що відповідає тиску на поверхні мідного екрана 2,4 ГПа.

Було відзначено, що при постійній товщині екрана в усіх випадках із зменшенням густини потоку просвітлена зона зменшувалася в діаметрі.

При товщині 500 мкм співвідношення площ плям падаючого випромінювання та просвітлення приблизно дорівнювало 10.

Для 500 мкм мідного екрана густина енергії випромінювання, при якій просвітлення є помітним візуально, складає 20 Дж/см² (відповідає тиску 1,7 ГПа на поверхні мідного екрана).

Для товщин екрана 350 мкм та 95 мкм нами досліджувалась залежність просвітлення від кількості шарів плівки, а також характер зон просвітлення (прозорості).

На рис. 5.1 наведено спектральні залежності коефіцієнта пропускання неопроміненої плівки та першого 100-мікронного шару шістнадцятишарового зразка, опроміненого через мідний екран товщиною 350 мкм, а на рис. 5.2 – спектральна залежність коефіцієнта пропускання опроміненої плівки (товщина 100 мкм) відносно неопроміненої.

Коефіцієнти пропускання визначалися на спектрографі СФ-46 у діапазоні хвиль 400 – 1100 нм за кімнатної температури. Як бачимо з наведених характеристик, відносна просвітлення помітніше виражене в області 500 – 700 нм.

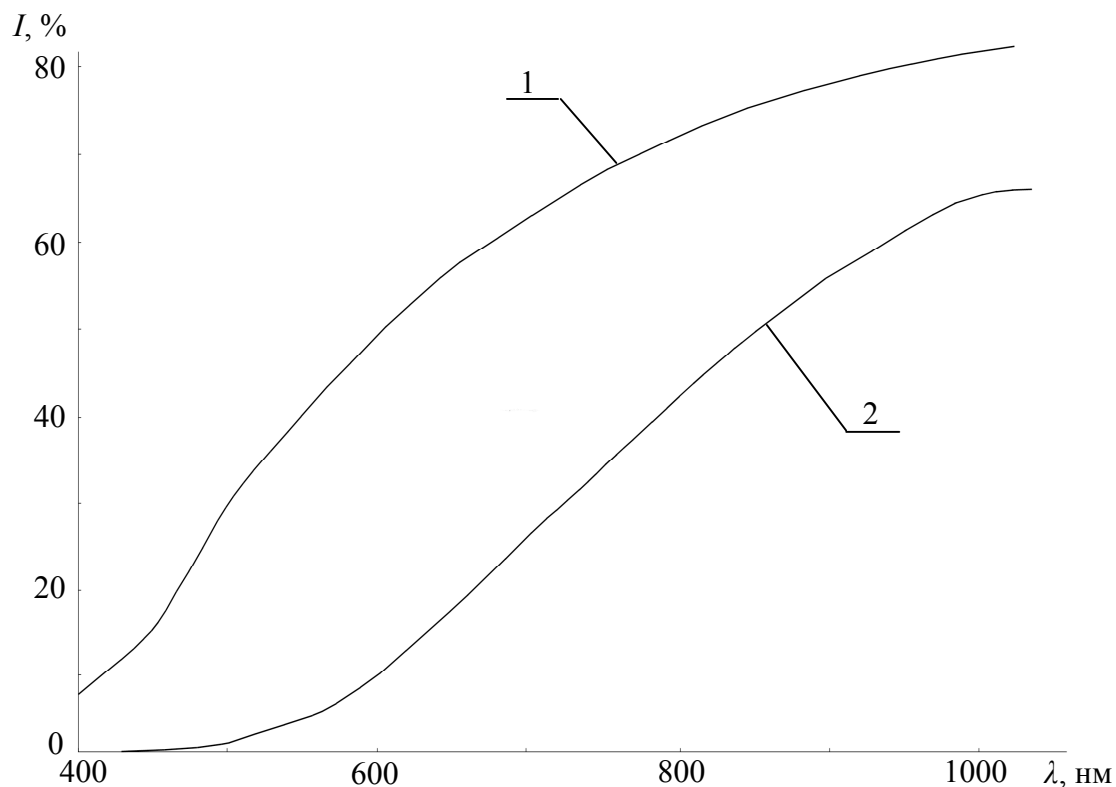


Рис. 5.1. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання політетрафторетиленової плівки:
1 – після дії лазерної ударної хвилі;
2 – до дії лазерної ударної хвилі

Типова залежність площі зон прозорості від порядкового номера шару плівки (відрахунок шарів проводився від екрана за напрямком поширення ударної хвилі) наведена на **рис. 5.3**.

Із залежності площі зони прозорості від порядкового номера плівки впливає її відповідність характеру затухання лазерної ударної хвилі при неоднорідному розподілі тиску вздовж опромінюваної поверхні.

Дана залежність показує, що глибина затухання ударної хвилі знаходиться на відстані не менше 2,5 мм від захисного екрана при параметрах лазерного імпульсу, що застосовувалися в наших експериментах.

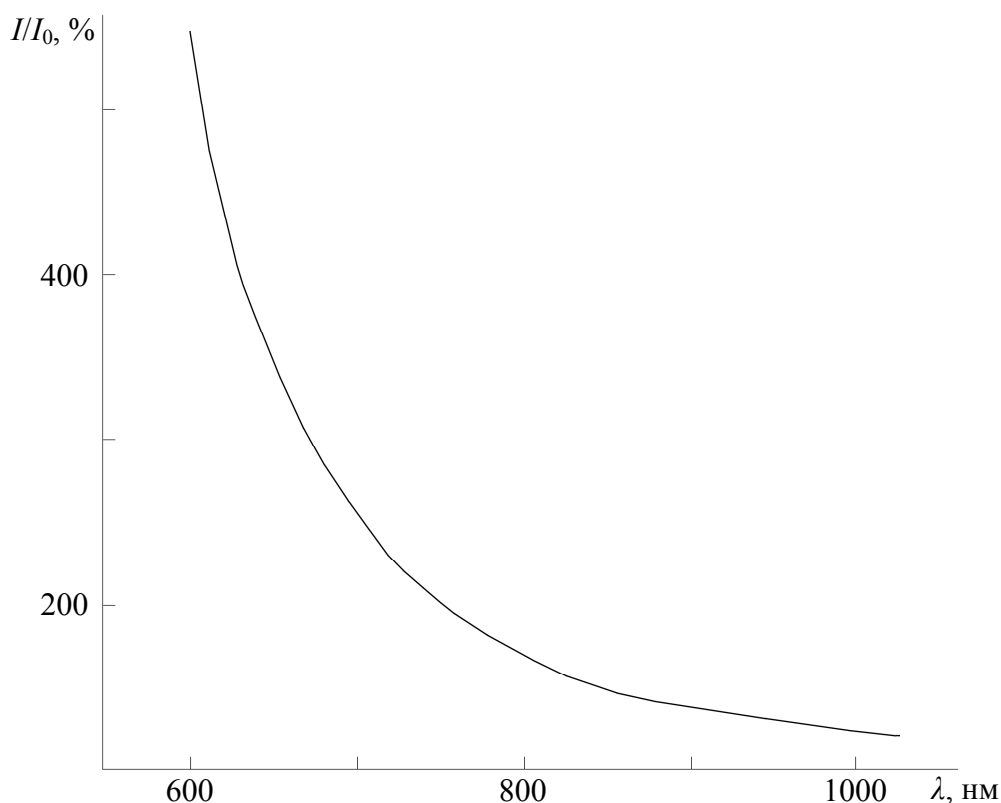


Рис.5.2. Відносна зміна коефіцієнта пропускання політетрафторетиленової плівки після дії лазерної ударної хвилі

Отримані результати з візуалізації поширення лазерної ударної хвилі за допомогою багат шарових структур узгоджуються з дослідженнями з експериментального визначення глибини ударно-хвильової дії по кривих кутового розподілу анігіляційних фотонів.

Отже, фторопластовий ущільнюючий матеріал ФУМ у вигляді плівок політетрафторетилену товщиною 80 – 120 мкм може бути використано для візуалізації поширення й затухання лазерної ударної хвилі та експресного оцінювання глибини її дії. Однак це можливо тільки для ФУМу із порами. Експерименти, проведені з ущільнюючим ФУМом іншої марки (промасляний) та стрічками конденсаторного фторопласту (обидва типи фторопласту мали значно меншу пористість, ніж попередній), показали, що після лазерної ударно-хвильової обробки просвітлення не спостерігається.

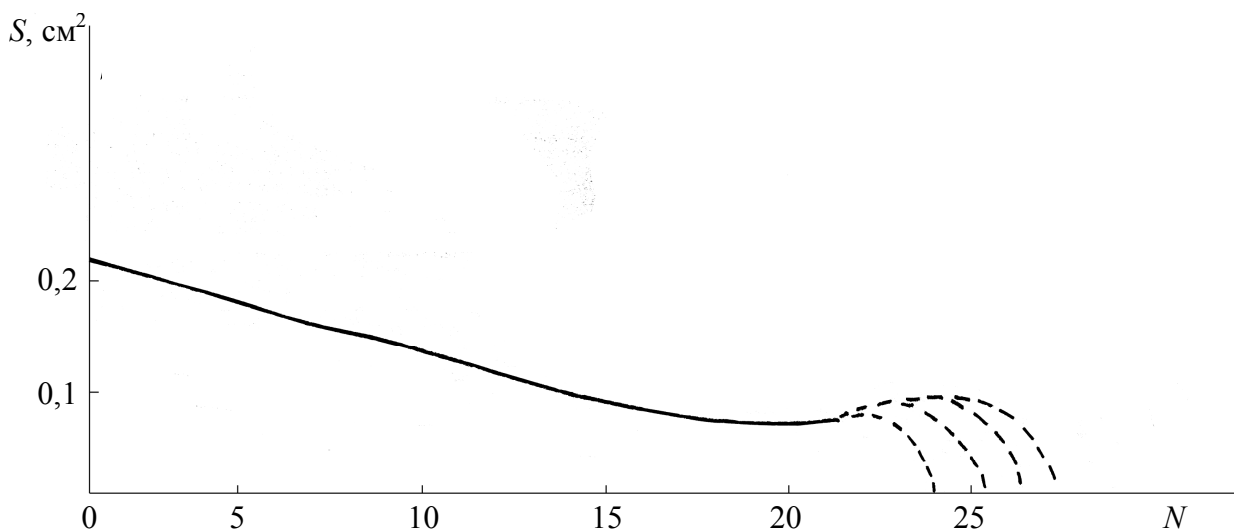


Рис. 5.3. Типова залежність площі зон прозорості від порядкового номера шару плівки

5.1.2. Експериментальні дослідження ефекту ударної поляризації в політетрафторетиленових плівках

Динамічні навантаження, викликані ударно-хвильовою дією, впливають на різні властивості матеріалів, у тому числі й на електричні, та досить інтенсивно досліджуються [245, 246] як з метою вивчення фізики процесів, що відбуваються в матеріалах, так і їх практичного застосування. При цьому розділяють різні види спостережуваних ефектів та електричних сигналів, причиною яких при дії ударних хвиль є зміна електроопору або поява ЕРС (ударна поляризація зразків).

Ефект ударної поляризації є характерним для різних матеріалів і спостерігається при проходженні ударної хвилі через п'єзоелектрики, сегнетоелектрики, полярні тіла та іонні кристали, напівпровідники, лінійні діелектрики та метали. Він полягає в появі електричного струму в зовнішньому контурі, що не містить джерел ЕРС.

Фізична природа цього струму пов'язана з такими причинами:

- 1) електричною поляризацією в п'єзоелектриках;
- 2) навпаки, деполяризацією в сегнетоелектриках;
- 3) поворотом полярних молекул вздовж напрямку удару, якщо один кінець молекулярного диполя має більшу масу, ніж інший;
- 4) порушенням центру інверсії (в іонних кристалах);
- 5) рухом заряджених дислокацій на фронті ударної хвилі.

Причиною виникнення ЕРС у речовині також можуть бути:

- а) деформація поверхневих подвійних електричних шарів ударною хвилею;
- б) проскакування носіїв струму за інерцією на фронті ударної хвилі;
- в) ефект збільшення концентрації носіїв струму у ґратці, що деформується (подібно до акустоелектричного ефекту);

г) дифузія носіїв струму з фронту ударної хвилі.

Слід зазначити, що дослідження поляризаційних ефектів під впливом ударних хвиль є складним в експериментальному плані, коли мова йде про генерацію ударних хвиль за допомогою вибухів або металевих пристроїв. Тому є цікавим використовувати при дослідженні таких явищ лазерні ударні хвилі, так як генерація лазерних ударних хвиль є безпечнішою та прогнозованішою. Це дозволяє прискорити проведення експериментів та отримати достатню кількість результатів, необхідних для надійної їх статистичної обробки на ширшому спектрі матеріалів.

Експерименти проводились у спеціально сконструйованому касетному тримачі, аналогічному тому, що наведений на рис. 2.5. Зразок розміщувався на центральний електрод, що був запресований у втулку, прикривався екраном та притискався до зразка пластиною за допомогою болтів. Для опромінення зразка в притискній пластині є отвір. Ізоляція між центральним електродом та корпусом тримача забезпечувалася за допомогою діелектричної прокладки товщиною 1,5 мм. Сигнал зі зразка подавався на осцилограф з пам'яттю через конектор. Геометрія та розміри електродів вибиралися таким чином, щоб виключити крайові ефекти.

На корисний сигнал, який відповідає процесам, що протікають в опромінюваному матеріалі, можуть впливати паразитні сигнали, які мають апаратний характер, та бути пов'язаними з генерацією ламп, яка передуює виникненню лазерного імпульсу, а також плазмою, що виникає на поверхні захисного екрана під час опромінення лазерним імпульсом. Крім того, може з'являтися так званий кабельний ефект і ефект заряджання паразитної ємності осцилографа. Останні зумовлені особливостями експерименту та процесами в мішені в цілому і ускладнюють можливості аналізу змін фізичних параметрів безпосередньо зумовлених проходженням лазерних ударних хвиль по досліджуваному матеріалу. Відсутність паразитних електромагнітних сигналів у ході проведення експериментів постійно контролювалася спеціальними методичними прийомами опромінення мішені.

Опромінення здійснювалося на лазерній установці, що працювала в режимі генерації потужних імпульсів наносекундного діапазону з енергією, достатньою для виникнення в матеріалі мішені лазерних ударних хвиль. Оптична схема опромінення зразків і реєстрації параметрів лазерного імпульсу та електричних сигналів з досліджуваних зразків була типовою і представлена в розділі 2.2.

Вивчення залежності електричних сигналів, що виникають при дії лазерних ударних хвиль, від товщини екрана проводилось на зразках у вигляді фторопластової плівки товщиною 100 мкм.

Результати експериментів та їх аналіз

В усіх експериментах було виявлено, що при дії на зразки лазерних імпульсів з густиною потоку, достатньою для генерації в них ударних хвиль, у

колі, що не містило зовнішніх джерел ЕРС, виникає поляризаційний струм, який призводить до появи електричного сигналу. Експерименти також показали, що виникнення електричного сигналу має пороговий характер, а величина тиску може ефективно регулюватися зміною товщини екрана.

Виявлено, що існує залежність амплітуди електричного сигналу, який виникав при дії ударної хвилі, від умов обстрілу, зокрема, від наявності прозорого конденсованого середовища та товщини мідного екрана. При обстрілі плівки через захисний екран товщиною 1 мм, сигнал, що виникав при цьому в зразку внаслідок дії лазерного імпульсу з густиною потоку $1,3 \cdot 10^9$ Вт/см², мав форму згасаючого коливання. Це спостерігалось як при опроміненні на повітрі, так і при опроміненні через ПКС, якщо паралельно до зразка був під'єднаний конденсатор. Під дією лазерного імпульсу з такою ж густиною потоку, при тій самій товщині екрана (1 мм), але за наявності прозорого конденсованого середовища амплітуда сигналу збільшується приблизно в 1,5 – 2 рази. Збільшення амплітуди сигналу викликано збільшенням амплітуди імпульсу тиску ударної хвилі на поверхню екрана.

Зі зменшенням товщини мідного екрана відношення амплітуд сигналів, що знімалися зі зразків при опромінюванні в ПКС і без ПКС, збільшується. При опроміненні плівки в ПКС через захисний екран товщиною 450 мкм величина сигналу залежно від густини потоку досягала 400 – 800 мВ, що уже в 20 – 25 разів перевищувала амплітуду сигналу при дії такого ж імпульсу енергії але без ПКС. Це може бути пов'язано як зі збільшенням амплітуди ударної хвилі, що проходить через фторопласт при опроміненні зразка в ПКС так і з нелінійністю електричного сигналу, що виникає в зразку залежно від тиску та є помітною при великих тисках. Амплітуда тиску ударної хвилі, що проходить у фторопласт, залежить від її розсіювання в мідному екрані. Особливо це помітно при порівнянні результатів впливу лазерної ударної хвилі на просвітлення 100 мкм плівки з нанопорами та величину згенерованого при цьому електричного сигналу при захисті плівки від прямої дії лазерного імпульсу мідним екраном товщиною 0,45 мм і товщиною 1,0 мм. У першому випадку плівка просвітлювалась, а на опроміненій ділянці в її центрі візуально спостерігалася прозора **плямка** діаметром порядку 100 мкм. При товщині екрана 1 мм плівка зовсім не просвітлювалась, а електричний сигнал був на порядок менший, ніж при товщині мідного екрана 0,45 мм. Густина потоку лазерного випромінювання дорівнювала в обох випадках приблизно $1,3 \cdot 10^9$ Вт/см². При товщині екрана 0,45 та 1 мм, хвиля, що розповсюджується в зразку, при обраних у наших експериментах умовах є плоскою на глибинах до 1,5 – 2 мм. Зменшення амплітуди сигналу при тій самій густині потоку енергії лазерного випромінювання свідчить про значне затухання лазерної ударної хвилі в міді, що викликане дефектоутворенням та пластичною деформацією екрана. Останнє узгоджується з результатами із затухання лазерної ударної хвилі, що спостерігалася в армко-залізі і пояснювалась утворенням точкових дефектів, викликаних лазерною ударною хвилею. Враховуючи наведені результати експериментів, можна вважати, що фторопластова плівка, не

просочена масляним наповнювачем, завдяки просвітленню із одночасним виникненням електричного сигналу може служити чутливим елементом датчика контролю впливу лазерних ударних хвиль на матеріали.

5.2. ВПЛИВ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА ФТОРОПЛАСТОВУ МАТРИЦЮ ІЗ НАНОТРУБКАМИ

5.2.1. Металізація зразків фторопласту із нанотрубками: технологія, фрактограми, перспективи застосування

Фторопласт і композитні матеріали на його основі є важливими одночасно як конструкційні, так і електрорадіоматеріали. Експериментальному отриманню електричних контактів до зразків із фторопласту та композитного матеріалу із фторопласту з нанотрубками, дослідженню мікрорельєфу їх поверхні та складу на електронному мікроскопі, оцінюванню їх механічної міцності при дії лазерних ударних хвиль з тиском до 1 ГПа та визначенню величини електричного сигналу, що при цьому з'являється, були присвячені роботи [247-249].

Для датчиків, що працюють у режимі динамічного навантаження, важливою є надійність контактів. Водночас фторопластова поверхня є проблемною з точки зору нанесення хімічних та гальванічних покриттів і створення надійних механічних контактів з металом, який повинен одночасно мати малий електроопір, оскільки фторопласт-4 має низькі гідрофільні властивості.

Досліджувалися зразки з матеріалу двох видів: фторопласт-4 та фторопластова матриця на основі фторопласту-4 із 5% умістом вуглецевих нанотрубок. При цьому ставилася практична задача відпрацювання технології виготовлення надійних контактів та оцінювання отриманих зразків як можливих перспективних елементів датчиків (або індикаторів) ударної хвилі.

Методика досліджень складалася з двох частин: технологічної та експериментальної. Технологічна включала створення металевих струмопровідних контактів до чистого фторопласту-4 та до фторопластової матриці з нанотрубками, а експериментальна – дослідження електроємності на частоті 1 МГц зразків фторопласту із нанесеними мідними контактами та зразків таких самих розмірів фторопластової матриці із 5% умістом вуглецевих нанотрубок, а також вивчення електричних сигналів, що виникають у зразках фторопласту-4 та фторопласту з нанотрубками під дією лазерних ударних хвиль.

Зразки фторопластових матриць містили багат шарові вуглецеві нанотрубки (ВНТ), отримані методом, описаним у [250]. Структурні характеристики багат шарових ВНТ і композиту багат шарові ВНТ-фторопласт-4 визначались методом трансмісійної мікроскопії за допомогою мікроскопа JEM-100CXII. Середній діаметр досліджуваних багат шарових ВНТ

складав 10 – 20 нм, питома поверхня, визначена за десорбцією аргону – 200 – 400 м²/г, насипна густина змінювалась у межах 20 – 40 г/дм³. Зольний залишок у неочищених нанотрубках складав 6 – 20 %. За даними рентгенофотоспектральних досліджень вміст кисню у багатошарових ВНТ у вихідному стані, після анодного окислення та короткочасної термообробки на повітрі, склав відповідно 0,6; 1,1 і 2,3 ат.%. Введення багатошарових ВНТ у фторопластову матрицю збільшує межу плинності та модуль Юнга на стиснення в 1,5 – 2 рази [250].

Для отримання фторопластових матриць проводили змішування порошків Ф-4ПН20 з багатошаровими ВНТ у присутності поверхнево-активних речовин, коагуляцію емульсії фторопласту Ф-4Д на нанотрубках та наступне гаряче пресування [250].

Ударні хвилі генерувалися лазером ГОС-1001, що працював в режимі модульованої добротності. Дослідження проводились на зразках у вигляді шайб різного діаметра і товщини (діаметром 15 мм, 30 мм, товщиною 1,1; 1,3; 1,7; 2,1 мм).

Методика створення контактів включала кілька стадій, у тому числі підготовку поверхні зразків, створення сенсibilізаційного розчину та підбір оптимальної концентрації електроліту і режимів нанесення контактів. У першу чергу необхідно було створити певний рівень шорсткості поверхні та провести сенсibilізацію за допомогою солей олова. В процесі виготовлення контактів виявлено, що операція механічного створення шорсткості шліфуванням абразивною шкіркою (до кількох мікрометрів) є обов'язковою. Необроблені шкіркою зразки не металізувалися. Це пояснюється тим, що наявність на шорсткій поверхні заглиблень призводить до утворення так званих «замків», які в процесі металізації затягуються металом і сприяють зчепленню покриття з поверхнею фторопласту. Недостатньою виявилась спроба створення гідрофільності поверхні травленням зразків у спеціальному розчині на основі біхромату натрію та сірчаної кислоти. Не дала бажаного результату й попередня обробка поверхні лазером. На основі значної кількості експериментів було підбрано оптимальні концентрації розчинів та відпрацьовано режими нанесення контактів. При цьому встановлено, що на отримання щільного покриття суттєво впливає правильно підібрана концентрація чотиривалентних катіонів олова в сенсibilізаційному розчині. Останнє було досягнуто зістаренням розчину.

Сенсibilізація поверхні дозволила отримати можливість активування процесу, тобто подальшого зв'язування іонів благородного металу (в нашому випадку – паладію). Активування здійснювалося за допомогою розбавлених солей паладію. Застосування цього активатора зумовлено тим, що солі паладію відомі як одні з найефективніших активаторів, які підходять для ініціювання реакцій хімічної металізації незалежно від природи металу, що осаджується. Застосування паладію вигідно і з економічної точки зору, оскільки при цьому вимагається невелика концентрація солей паладію в розчині. Це також означає,

що їх вплив у цілому на електрофізичні властивості покриття є практично непомітним.

Нанесення мідного покриття проводилось в два етапи. На етапі хімічного міднення процес осадження матеріалу контакту протікав за наявності відновника (формальдегіду) і в низькоконцентрованому мідному електроліті з домішками нікелю. На другому етапі проводилось електрохімічне осадження міді в стандартному сірчанокиислому електроліті міднення.

Для визначення сили зчеплення покриття – підкладка застосовувався метод відриву відповідно до ГОСТу 15140-78, який схематично представлено на **рис. 5.4**. Зразок складається з 3 частин: металевий струмопровідний контакт(1) нанесено на нерухому частину(2) та рухому частину(3). При певному значенні сили F відбувався відрив нанесеного покриття від рухомої частини деталі.

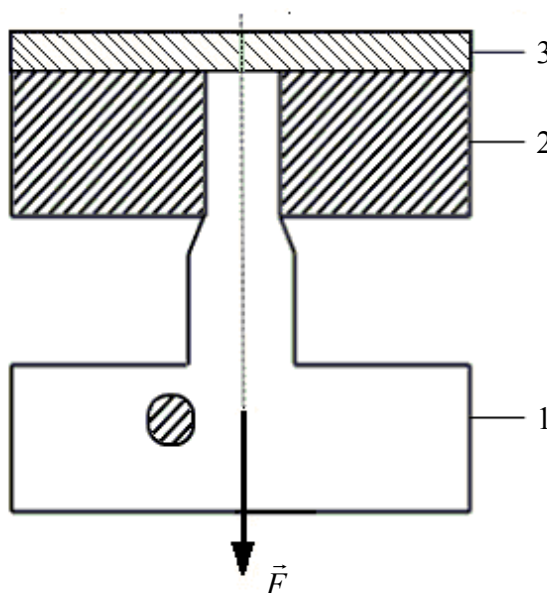


Рис. 5.4. Пристрій перевірки механічної міцності контактів:

- 1 – металевий струмопровідний контакт;
- 2 – нерухома частина; 3 – рухома частина

Вивчення рельєфу металевих контактів та перехідного шару контакт – поверхня фторопластової матриці з нанотрубками до і після відриву контакту при проведенні експериментів на міцність та хімічний склад нанесеного покриття, що здійснювались на електронному мікроскопі РЕМ-106М з приставкою для визначення хімічного складу матеріалу.

Як показали випробування, створені на чистому фторопласті контакти на основі міді витримують навантаження на відрив у статичному режимі 4 МПа. Одночасно проводилася перевірка якості контактів за допомогою загальноприйнятої в промисловості методики випробування – нанесенням сітки подряпин. Вона показала, що якість контактів зразків фторопласту з нанотрубками є вищою, ніж контактів, отриманих на зразках фторопласту без нанотрубок при тих самих умовах нанесення та випробування.

На рис. 5.5 наведено спектр хімічного складу покриття, досліджений на електронному мікроскопі РЕМ-106М.

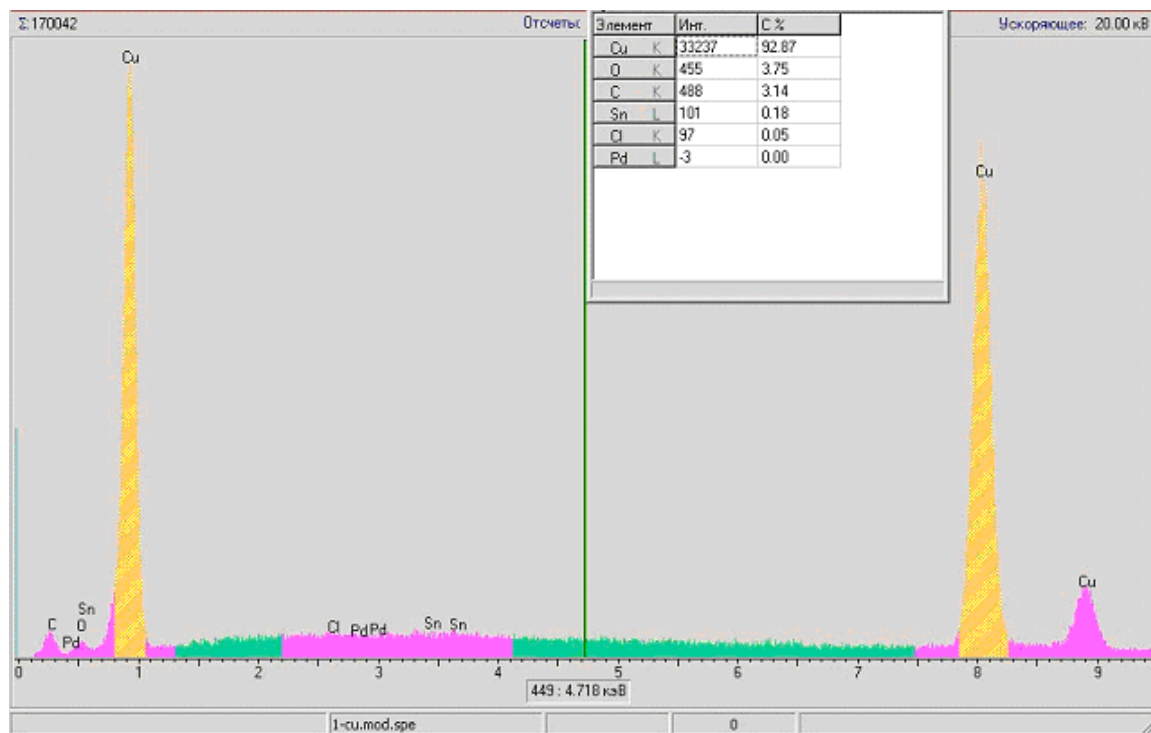


Рис. 5.5. Спектр хімічного складу покриття

Як бачимо із рисунка, шар містить 92,87% міді, 3,75% кисню, 3,14% вуглецю, 0,18% олова, 0,05% хлору. Слід відзначити, що в робочому розчині концентрація олова, яка служила сенсibilізатором, була на порядок вищою, ніж паладію. Тому на спектрі активатор паладій практично відсутній в утвореному металічному контакті.

Фрактограма зрізу отриманого контакту наведена на рис. 5.6.

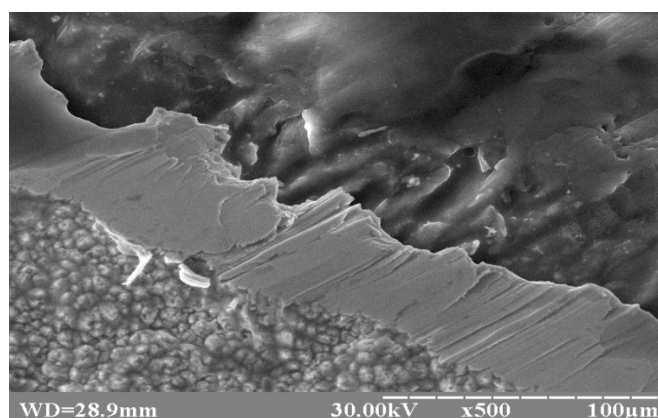


Рис. 5.6. Фрактограма зрізу контакту

На фрактограмі зрізу чітко розрізняються чотири області: зовнішня поверхня мідного покриття, зріз покриття, область перехідного шару покриття – фторопласт з нанотрубками, зріз фторопластової матриці з нанотрубками. Як бачимо із рисунка, покриття є однорідним, рівномірним по товщині, без помітних макропор. Поверхня повторює напрямок ліній, утворених при обробці шкіркою, що здійснювалася перед нанесенням покриття.

Аналіз початкових стадій росту мідних покриттів показав, що на активованій паладієм поверхні ростуть тримірні зародки міді розміром 2,5 – 5 нм, що об'єднуються в 30 – 50 нм групи, які потім трансформуються, зростаються у великі зерна діаметром 2 – 5 мкм. Зерна, в свою чергу, об'єднуються в конгломерати діаметром 50 – 100 мкм, і як бачимо зі зрізу, не мають пор. При 20 мкм товщині покриття це означає, що об'єднання дрібних зерен у процесі осадження окремих атомів утворюють плоскі шари.

Після багаторазової дії лазерної ударної хвилі основний шар мідного покриття був пошкоджений. На рис. 5.7 подано фрактограму поверхні зразка після відриву основного шару мідного покриття. Як бачимо з рисунка, в області переходу покриття – фторопластова основа пори на поверхні зразка і місця заглибин, утворених унаслідок абразивної обробки поверхні, заповнені металом і служать замками та центрами кристалізації для первинного осідання атомів металічного покриття.

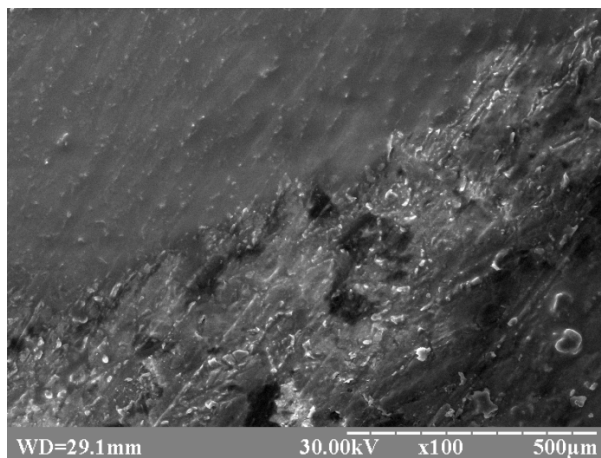


Рис. 5.7. Фрактограма поверхні зразка після відриву основного шару мідного покриття

Поверхня фторопластової матриці з нанотрубками на ділянці зразка, де мідь не наносилася, має лускоподібний характер (див. рис. 5.7). Вона складається зі світлих та темних (на більшій глибині) областей. Свічення окремих ділянок (до 20 – 30 мкм) пов'язане зі стіканням заряду на гранях шаруватих лусок, розташованих на поверхні.

Контакти наносились відповідно до обраної топології зразків, яка дозволяла досліджувати як розподіл електроємності по поверхні вздовж радіальних напрямків відносно центру, так і об'ємну ємність окремих ділянок зразка та зразка в цілому.

Дослідження ємності показало, що в зразках з нанотрубками вона на частоті 1 МГц є в 3 – 4 рази більшою, ніж ємність фторопластових зразків без нанотрубок такої самої топології. Якість контакту металу з поверхнею фторопластової матриці з нанотрубками може бути вищою, ніж із чистим фторопластом також і внаслідок того, що нанотрубка має високу питому поверхню. Це визначає особливості їх електрохімічних і сорбційних характеристик [250].

Аналіз впливу лазерних ударних хвиль показав, що контакти витримують навантаження в динамічному режимі на стискання понад 1,5 ГПа, а при динамічному розвантаженні – за оцінками на основі формул, що враховують процеси багаторазового відбивання – до 0,9 ГПа. При цьому електричний сигнал, що виникає внаслідок проходження лазерної ударної хвилі, відрізняється за формою та амплітудою від сигналу, що спостерігається при опроміненні чистого фторопласту в понад 1,3 – 3 рази. Величина сигналу залежить від товщини зразка і кількості пострілів. Останнє можливо пояснити погіршенням електричного контакту в перехідному шарі фторопластова матриця – металеве покриття з кожним наступним пострілом, аж до моменту руйнування.

Експериментально підібрані режими дозволяють створювати електричні контакти з високопровідних металічних матеріалів на фторопластових матрицях з різною концентрацією нанотрубок.

Для практики важливо, що металеві покриття, нанесені на фторопластову матрицю з нанотрубками хімічним способом, є більш механічно стійкими, ніж нанесені на чистий фторопласт-4, а електричний сигнал, який виникає при проходженні лазерної ударної хвилі в зразках фторопласта з нанотрубками, є більшим, ніж у звичайному фторопласті. На даному етапі це показує можливість створення індикаторів імпульсного тиску на таких матеріалах.

5.2.2. Ударна поляризація фторопластових зразків із нанотрубками

При опроміненні фторопласту ФТ-4 та фторопласту із нанотрубками лазером у режимі генерації ударних хвиль було виявлено виникнення електричних сигналів, амплітуда яких досягала по напрузі величини від кількох десятків до сотень мілівольт [248, 249], а в окремих випадках і більше (див. додаток 3). Значною мірою це залежало від схеми вмикання зразка до вимірювальної апаратури (схема вимірювання сигналу за наявності додаткового конденсатора, ввімкненого паралельно до зразка, або без нього) та типу контактів. Ми застосовували три типи контактів: притискні, коли зразок кріпився в спеціальному тримачі, контакти, нанесені на поверхню хімічним способом, описані в п. 5.2.1, та контакти у вигляді штирів із різьбою, що вкручувалися в зразок на всю його глибину. Характерні особливості сигналів, їх залежність від тиску та виду матеріалу при однакових тисках проявлялися в усіх варіантах експериментів.

Появу електричного сигналу при дії лазерних ударних хвиль ще раніше [251, 252] було виявлено і в інших органічних діелектриках на базі епоксидних смол. Враховуючи час релаксації спостережуваного сигналу, процес пояснювався на основі дипольного механізму.

Вивчення електричних сигналів, що виникають при дії лазерних ударних хвиль на зразки з фторопласту із різною концентрацією наповнення у вигляді вуглецевих нанотрубок показало, що при опроміненні зразків із різним ваговим відсотком наповнення вуглецевими нанотрубками спостерігається сигнал, який при однаковому типі контакту залежить від густини потоку енергії лазера, тобто тиску на поверхні екрана й товщини зразків та вагового вмісту наповнювача в матриці.

Електричні сигнали у матеріалах з різною концентрацією наповнювачів у вигляді вуглецевих нанотрубок досліджувалися на зразках фторопласту ФТ-4 без наповнювача, товщиною 1,37 мм, та на зразках на основі ФТ-4 з 5%, 10%, 15% ваговим наповненнями вуглецевими нанотрубками. Товщина зразків складала 1,07 – 1,22 мм (10% вагове наповнення), 1,32 – 1,34 мм (15% вагове наповнення). В цій серії експериментів товщина екрана була однакова й дорівнювала 100 мкм. Зверху на екран, для підсилення тиску ударної хвилі, наносився шар ПКС (епоксидна смола). Тиск на поверхні екрана був 1,5 – 1,6 ГПа.

Більший електричний сигнал спостерігався на зразках з меншою товщиною і при більшому значенні густини потоку лазерного випромінювання. За однакових умов опромінення найменший сигнал спостерігається в зразках ФТ-4 без наповнення. Він становив 0,16 В для однопічкового лазерного імпульсу і 0,25 В – для двопічкового. В той час, як для 15% наповнення фторопласту нанотрубками сигнал становив 0,4 В при практично такому ж самому тиску 1,2 ГПа і однопічковому імпульсі.

Згідно з теорією Аллісона [283], яка може застосовуватися до будь-якого класу діелектриків і має в основі механічний механізм релаксації процесу розпаду поляризації з часом τ , поляризація P_0 експоненціально падає з часом.

Закон змінення поляризації $P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ можна отримати при умові, що кожен елемент об'єму релаксує незалежно та в будь-який момент часу $dP(t) \approx -P(t)dt$.

Поляризаційний струм, згідно з експериментальними дослідженнями, обернено пропорційний до товщини зразка або до квадрата товщини залежно від часу релаксації τ та моменту спостереження.

Виходячи зі структурної будови фторопласту поява електричних сигналів при дії ударних хвиль може пов'язуватися з поворотом полярних молекул уздовж напрямку удару, оскільки в ньому частина молекул вуглецю замінена фтором.

На нашу думку, однією з причин різниці у величині сигналів, які спостерігалися в експериментах із фторопластовими зразками без наповнювачів та зразками із різною концентрацією нанотрубок, можуть бути процеси,

зумовлені границями поділу вуглецева нанотрубка – фторопластова матриця. Границя включає як диполі, так і вільні носії заряду, пов'язані з присутністю нановуглецевих нанотрубок. Концентрації носіїв у матеріалах з різною концентрацією нанотрубок, як показали експерименти з дослідження електроопору зразків, є різними. Наявність вільних носіїв у вуглецевих нанотрубках та деформації шару поділу матриця – наповнювач можуть приводити до генерації додаткових носіїв у результаті розриву міжмолекулярних зв'язків на границі матриця – наповнювач, при проходженні через неї ударної хвилі з градієнтом тиску, величина якого досягає 10^8 ГПа/м. Дане пояснення узгоджується з теорією, викладеною в [238] про особливу поведінку наночастинок в полімері при дії на них лазерних ударних хвиль і реакцію середовища на таку дію.

Експерименти також показали, що при дії лазерної ударної хвилі на зразок з 10% наповненням, який був попередньо пошкоджений внаслідок теплового електричного удару, електричний сигнал зменшився на порядок і відповідав сигналу на зразках фторопласту ФТ-4 без наповнення при таких же тисках. Зразок був пошкоджений при знятті вольт-амперних характеристик 4-х зондовим методом. Це також підтверджує значну роль якості границі поділу фторопласт – нанонаповнювач у процесі генерації електричного сигналу при дії лазерних ударних хвиль.

У роботі [251] було показано, що введення наповнювачів з різною модифікуючою дією в пластмасову матрицю, якою служила епоксидна смола, призводить до зміни рухливості макромолекул матриці, що є диполями, та пов'язаних із ними процесів виникнення поляризаційних сигналів при дії лазерних ударних хвиль. Слід відзначити, що експерименти проводилися за тією ж методикою і в тому ж діапазоні імпульсів тисків та тривалостей лазерних імпульсів. Авторами роботи показано, що величина сигналу при ударно-хвильовій дії корелює зі ступенем зшивання матриці й залежить від типу дрібнодисперсних наповнювачів. Встановлено, що екстремуми залежностей електроміцності матеріалу від вмісту наповнювача має, в основному, такі ж концентраційні координати, що й екстремуми на кривих залежностей електричного сигналу від кількості наповнювача в матриці. Це вказує на можливість використання лазерної ударно-хвильової дії як експрес-методики для оцінювання параметрів матеріалу.

Наші експерименти показали, що введення у фторопласт-4 нанотрубок збільшує електричний сигнал, який спостерігається при дії на зразки лазерних ударних хвиль і такі матеріали є перспективними для створення датчиків або індикаторів імпульсного тиску. Крім того, самі лазерні ударні хвилі в перспективі можуть бути застосовані для експрес-діагностики матеріалів з нанонаповнювачами.

При подальших дослідженнях у даному напрямку, на наш погляд, важливо акцентувати увагу на тому, що:

1. При проходженні лазерної ударної хвилі через фторопластову матрицю, наповнену вуглецевими нанотрубками, виникає електричний сигнал, який значно перевищує сигнал у фторопласті ФТ-4 без наповнення.

2. Існує залежність величини ЕРС ударної поляризації від вагової концентрації нанорозмірного наповнювача у фторопластовій матриці й від товщини захисного екрана та тиску лазерної ударної хвилі.

5.3. ЛАЗЕРНЕ УДАРНО-ХВИЛЬОВЕ ВПРОВАДЖЕННЯ НАНОТРУБОК У ТВЕРДОТІЛУ МАТРИЦЮ

5.3.1. Методики та механізм упровадження нанотрубок

Синтез наноматеріалів, як і створення на їх основі структур, що можуть служити для подальшого застосування в мікро- та наноелектроніці, фізиці та хімії поверхні, медицині тощо – актуальне завдання технології, включаючи й лазерну.

Цим питанням присвячено багато досліджень різного технологічного характеру. Вуглецеві нанотрубки інтенсивно вивчають для застосування в різноманітних задачах мікромеханіки, біології та електроніки [242, 253-256], у тому числі як елементів світлотехнічних пристроїв.

Для отримання вуглецевих нанотрубок у нанотехнології поруч із електродуговим та сфокусованим сонячним методом термічного розпилення графіту застосовують лазерне опромінення графітової поверхні в атмосфері буферного газу. Синтезу наноструктурованих металовуглецевих матеріалів при керованому зовнішньому впливі, їх фізичним властивостям присвячені, наприклад, роботи в збірниках конференцій [243, 257, 258].

Важливою проблемою для подальшого практичного використання нанотрубок є їх впровадження (імплантація) в матрицю. Одним із відомих методів такої імплантації є метод ультразвукового впровадження. При цьому матриця, в яку вводять нанотрубки, знаходиться в рідкому стані [255]. У процесі впровадження важливу роль відіграє кавітаційний ефект і пов'язане з цим виникнення ударної хвилі. Природно, що розвиток методів лазерного формування об'ємних структур із нанотрубками є актуальним завданням.

У цьому плані представляє інтерес дослідження ефекту впровадження вуглецевих нанотрубок у твердотілі матриці з різними фізичними параметрами за допомогою лазера в режимі модульованої добротності, який є не тільки джерелом тепла, що дозволяє перевести матрицю в рідкий стан, але й ударної хвилі. Слід також зауважити, що використання лазерів такого типу для впровадження вуглецевих нанотрубок у матеріали стимулюється проведенням теоретичних розрахунків температурних полів матеріалів, які зазнали опромінення потужними лазерними імпульсами в прозорому конденсованому середовищі [31, 260].

Розглянемо результати експериментальних досліджень впровадження вуглецевих нанотрубок у підкладки із алюмінію та фторопласту з комп'ютерним моделюванням даного процесу при опроміненні неодимовим лазером і наявності прозорого конденсованого середовища [221, 257]. Опромінення здійснювалося при кімнатній температурі на установці (див. розділ 2), що працювала в режимі модульованої добротності, при густині потоку $\sim 10^9$ Вт/см² через ПКС, що забезпечувало підвищення тиску плазми. Опромінюваний зразок являв собою «сандвіч»: ПКС, нанотрубки, підкладка. При цьому обов'язково забезпечувався надійний акустичний контакт між усіма складовими утвореного «сандвіча».

Впровадження нанотрубок та їх розподіл по поверхні, а також свічення поверхні при її бомбардуванні електронами досліджувалися на електронному мікроскопі РЕМ 106-М при різних збільшеннях.

На **рис. 5.8** представлено електронну мікроскопію поверхні підкладки з незахищеного алюмінію (після опромінення на повітрі) при різних збільшеннях (**рис. 5.8 а – 5.8 е**).

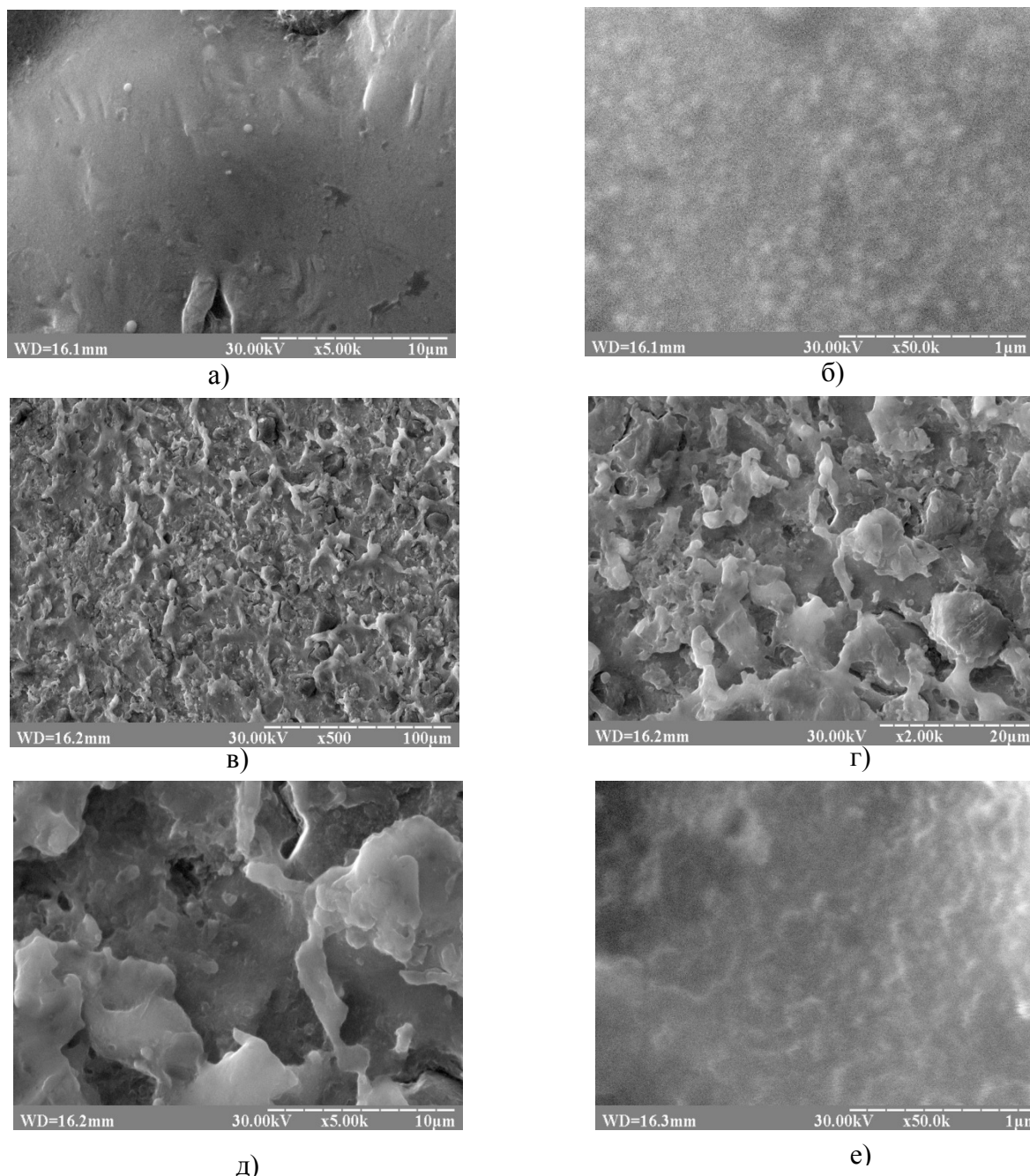


Рис. 5.8. Електронна мікроскопія поверхні підкладки при різних збільшеннях

Експерименти показали, що:

1. При збільшенні до 5 тис. крат у центрі опромінення область має вигляд рівномірно оплавленої і гладкої. При збільшенні в 50 тис. крат бачимо, що рельєф поверхні являє собою періодичні структури ямкоподібної або циліндричної форми з діаметром 50 – 100 нм і глибиною до 10 нм. Останнє впливає з того, що вторинні електрони, за допомогою яких сформовано зображення, мають саме таку граничну глибину виходу. При цьому слід нагадати, що довжина хвилі неодимового лазера – 1060 нм. Таким чином, структури, що утворились, не є наслідком інтерференції світла.

2. На краю області опромінення при збільшенні від 200 до 1000 крат бачимо напливи, періодичні візерунки, пори. Збільшення в 50 тис. крат дає ту саму картину рельєфу, що і в центрі (рис. 5.8 б, е) у вигляді напливів та візерунків.

Загальний рельєф поверхні при опроміненні в 2 рази меншою за величиною густиною потоку енергії лазера частково відрізняється, але в цілому подібний до попереднього.

Поверхня зразка (алюмінієва підкладка з впровадженими нанотрубками) після опромінення зображена на рис. 5.9.

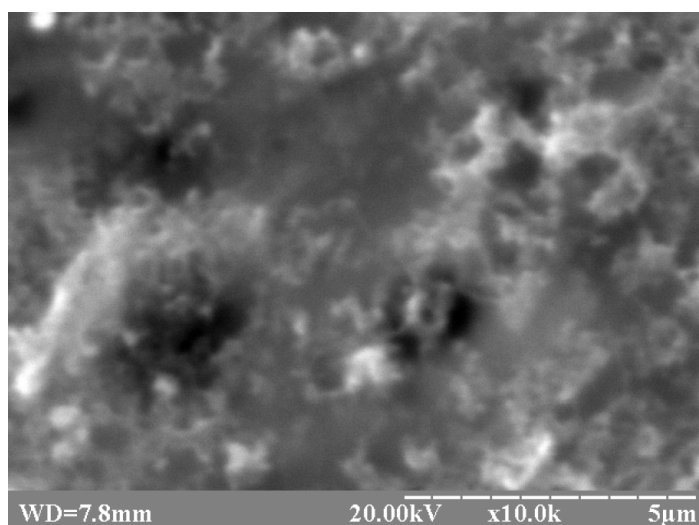


Рис. 5.9. Поверхня алюмінієвої підкладки з впровадженими нанотрубками

На фоні поверхні алюмінію бачимо вуглецеві нанотрубки з різною глибиною вплавлення (збільшення в 10000 крат), вплавлені нанотрубки, а також свічення окремих областей поверхні в місцях розміщення нанотрубок. При менших збільшеннях (5000 крат) на алюмінієвій підкладці бачимо нанотрубки у вигляді пуху. Розподіл нанотрубок по поверхні – нерівномірний. Це підтверджується і визначенням хімічним складом поверхні зразка до і після опромінення через ПКС, що проводився за допомогою приставки ЭДАР на електронному мікроскопі РЕМ-106М. Виявлено, що розподіл вуглецю в опромінених зонах залежить від умов опромінення та густини потоку енергії і складає від 11,5 до 15% в центрі зони опромінення. В неопроміненій зоні (підкладка алюмінію) середній вміст вуглецю складав 0,7 – 0,8 % (знято по 25 точках). Максимальні значення вмісту вуглецю були отримані тільки в двох із 25 точок і становили 1,3 – 1,4 %.

Як відомо, лазерний імпульс, який генерується лазером у режимі модульованої добротності при високих густинах потоку, потрапляючи на поверхню мішені, викликає швидке випаровування поверхні оброблюваного зразка й утворення плазми.

За наявності ПКС згусток плазми не відривається миттєво, і певний час процес нагрівання оброблюваного зразка продовжується після закінчення дії лазерного імпульсу. Крім того, одночасно створюється тиск плазми на зразок. Тобто теплове джерело, що являє собою лазерний імпульс у режимі модульованої добротності, в реальності є складним, що не відповідає миттєвій дії джерела. Незважаючи на це, в багатьох випадках для спрощення процесів обчислення джерело лазерного імпульсу достатньо розглядати як миттєве [24].

Експерименти з впровадження вуглецевих нанотрубок у підкладку (за умови опромінення через ПКС) показують, що дію лазерного потужного імпульсу в режимі модульованої добротності в таких експериментах неможна описувати як дію миттєвого теплового джерела. Використовуючи розроблену систему розрахунку температурного поля, описану в п. 2.3, було проаналізовано процес впровадження вуглецевих нанотрубок у матеріал підкладки та побудовано модель впровадження за допомогою лазера, що працює в субмікросекундному (наносекундному) режимах. Ймовірність впровадження залежить від кількості енергії, що потрапляє на підкладку, її температури плавлення, коефіцієнта поглинання й тривалості опромінення. Як технологічний параметр було введено коефіцієнт K , що визначається енергетичними параметрами випромінювання лазера, теплофізичними властивостями нанотрубок та підкладки, а також їх оптичними характеристиками. Виходячи із коефіцієнта K , оцінено ефективну площу опроміненої поверхні нанотрубок. Під нею розуміють сумарну площу поверхонь нанотрубок, що поглинають випромінювання й екранують нагрівання підкладки. Нанотрубки можуть орієнтуватися горизонтально в площині підкладки чи розташовуватися хаотично. Граничні умови моделі виключають шари, що повністю перекривають поверхні підкладки. При цьому вони повинні враховувати ефективний коефіцієнт поглинання нанотрубок за наявності плазми, створеної нагріванням поверхневого шару нанотрубок.

Розрахунок, відповідно до п. 2.3, містить кілька етапів, включаючи графічний, аналітичний та числовий. На першому етапі проводиться розрахунок температурного поля в матеріалі підкладки та шарі нанотрубок під дією лазерного імпульсу в режимі генерації ударної хвилі. На другому – врахування розташування нанотрубок по окремих шарах та впливу ПКС на процес впровадження вуглецевих нанотрубок у матеріал. До уваги взято форму джерела, розподіл енергії між ПКС та оброблюваним зразком, тривалість дії джерела теплової енергії.

На рис. 5.10 наведено температурний розподіл в алюмінії за час дії лазерного імпульсу тривалістю 50 нс та густиною енергії 10 Дж/см². При цьому шар алюмінію, температура якого відповідає температурі плавлення, становить близько 5 мкм.

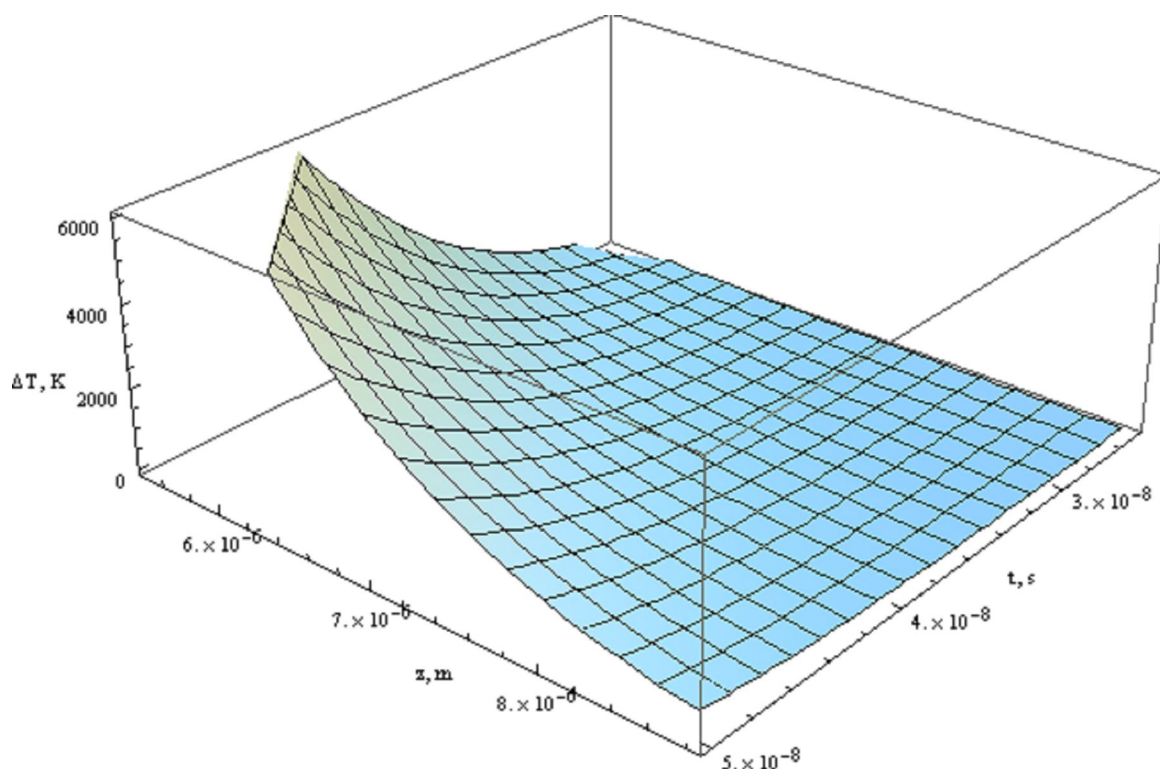


Рис. 5.10. Температурний розподіл в алюмінії, опромінену лазерним імпульсом тривалістю 50 нс та енергією 10 Дж/см²

Водночас, як бачимо з **рис. 5.11**, при дії лазерного імпульсу такої ж тривалості та енергії навіть шар вуглецю товщиною 0,2 мкм практично не прогрівається. Згідно з розрахунками його температура збільшується на 0,15 °С. Моделювання процесу опромінення для наших експериментальних умов показало, що якби шари нанотрубок були суцільними і щільно прилягали один до іншого, то найнижчі шари нанотрубок, які знаходяться в безпосередньому контакті з алюмінієвою підкладкою, навіть при ідеальному тепловому контакті не повинні прогрітись, а значить, і впровадитися в підкладку. Однак це суперечить картині, що спостерігалася під час експерименту.

Тому при аналізі процесу впровадження нанотрубок було враховано, по-перше, насипний характер нанотрубок і можливість проникнення внаслідок цього лазерного променя безпосередньо на поверхню підкладки. По-друге, той факт, що вуглецеві нанотрубки неоднорідно розподілені по товщині зразка, окремі їх шари зміщені один відносно іншого і мають неоднакову кількість нанотрубок.

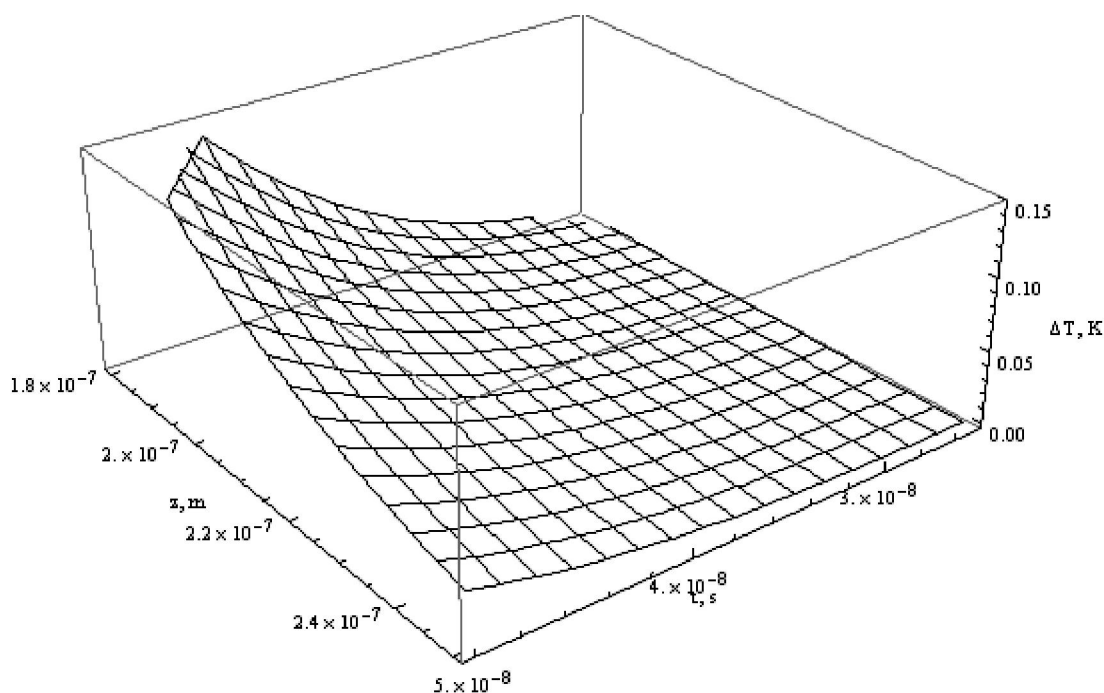


Рис. 5.11. Температурний розподіл у вуглєці за час дії лазерного імпульсу тривалістю 50 нс та енергією 10 Дж

Для прозорих підкладок (плексиглас, скло, політетрафторетилен) впровадження нанотрубок не спостерігалось. Отже саме розігрівання поверхні підкладки при впровадженні нанотрубок за даною методикою відіграє первинну роль. При обчисленні енергії E , яка потрапляє на підкладку, ми прийняли, що $E = kE_{\text{полг}}$, де k – коефіцієнт послаблення. Вважаємо, що він у першому наближенні визначається відношенням експериментально визначеного значення густини насипаних вуглецевих нанотрубок до густини вуглецю

$$k = \frac{\rho_{\text{вуг.нанотрубок}}}{\rho_c} \quad (5.1)$$

Внаслідок значних відмінностей теплофізичних властивостей алюмінієвої підкладки та вуглецевих нанотрубок для початку їх плавлення необхідні суттєво різні величини густини енергії при заданих товщинах шарів матеріалів. Уже із найпростіших оцінювань випливає, що за час нагрівання шару вуглецевих нанотрубок товщиною 2 мкм до температури плавлення алюмінію ($T_{\text{плAl}} = 0,16 T_{\text{субл.вугл.}}$) (а в розглянутих експериментах вона складала на порядок більшу величину) шар алюмінію товщиною 7 мкм прогріється до своєї температури плавлення. Це означає, що для початку плавлення поверхні алюмінію достатньо 5% енергії лазерного імпульсу, що застосований у даних експериментах.

Із обчислень випливає, що за час 1 – 2 нс верхній шар нанотрубок досягає температури плазми, а тиск при цьому підвищується значно вище атмосферного. Верхні шари нанотрубок унаслідок обмеження напрямків їх руху прозорим конденсованим середовищем розлітаються в радіальних

напрямках, паралельних до поверхні зразка. Процес впровадження нанотрубок в алюмінієву підкладку відбувається саме при одночасному впливі двох факторів: нагріванні нанотрубок і підкладки та дії на верхні шари нанотрубок тиску плазми, що утворилась, і яка також обмежена ПКС.

Крім опромінення за схемою ПКС–нанотрубки–підкладка, були проведені експерименти з впровадження нанотрубок в алюмінієву підкладку та підкладку з плексигласу (оргскло) шляхом опромінення на повітрі насипаного зверху підкладки шару нанотрубок. Розліт нанотрубок обмежувався лише в горизонтальному напрямку циліндричною поверхнею, що знаходилася на відстані ~ 5 см.

Певна невелика кількість нанотрубок вплавлялася в алюмінієву підкладку й при опроміненні на повітрі при таких, як і в попередніх експериментах густинах потоків лазерного випромінювання. Проведений аналіз SEM зображень свідчить, що закріплені нанотрубки розподіляються нерівномірно по поверхні і в середньому покривають до 4,5% опроміненої площі підкладки. Виявлені нанотрубки лежать у площині поверхневого шару алюмінієвої підкладки. Спостерігаються також окремі «краплі» діаметром 150 – 200 нм. Можливо, що це – заплавлені алюмінієм групи з кількох нанотрубок (3 – 5 шт.) Крім того, бачимо по-різному орієнтовані окремі клубки (джгути) нанотрубок, що лежать на поверхні алюмінієвої підкладки і при подальшому збільшенні неможливо визначити, чи закріплені вони до поверхні підкладки [261]. При збільшенні мікроскопа в 100 тисяч крат бачимо окремі нанотрубки клубка, які по-різному вплавлені одним кінцем. Це визначено по контрасту електронних зображень. При збільшенні в 25 тисяч крат бачимо, що закріплені трубки по-різному світяться. Зображення нанотрубок, закріплених на поверхні алюмінію при дії наносекундного лазерного імпульсу на повітрі, представлені на **рис 5.12**.

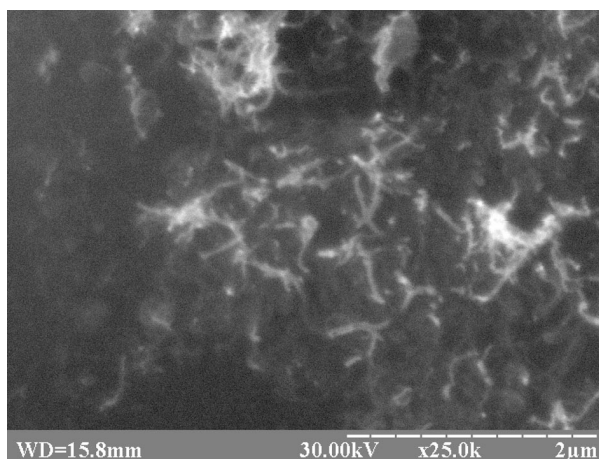


Рис. 5.12. Зображення нанотрубок, закріплених на поверхні алюмінію при дії наносекундного лазерного імпульсу на повітрі

Із загальних фізичних міркувань випливає, що окремі яскраві точки є кінцями нанотрубок, які яскравіше світяться внаслідок бомбардування первинними електронами зонда мікроскопа РЕМ 106И, що мають енергію 30 кеВ. Діаметр плями, що світиться, близько 50 нм. Це відповідає діаметру

нанотрубки. Сукупність кількох нанотрубок дає світну пляму діаметром порядку 400 нм. В аналогічних експериментах із плексигласовою підкладкою впровадження нанотрубок не спостерігалось. Оскільки коефіцієнт поглинання плексигласу порядку метра, то лише незначна частина енергії лазерного імпульсу поглинається в об'ємі такої підкладки, а нагрівання її поверхні практично відсутнє. В той же час імпульс тиску при опроміненні на повітрі недостатній для впровадження.

Дослідження термо-ЕРС алюмінієвої матриці з нанотрубками при кімнатній температурі відносно термозонда із нікелю показали, що дані структури мають величину коефіцієнта термо-ЕРС в 1,2 – 1,4 раза більшу, ніж у алюмінієвої підкладки відносно того самого термозонда.

Інший варіант експериментів з впровадження нанотрубок в алюмінієву підкладку полягав у тому, що нанотрубки впроваджувались опроміненням лазера, який працював у режимі модульованої добротності при різних енергіях та пічковості (1 – 3 пічки).

Нанотрубки при цьому розташовувалися в толуолі, розліт поверхневого шару нанотрубок обмежувався екраном, в якості якого служила пластинка з органічного скла, що акустично контактувала із поверхневим шаром нанотрубок. Як і в попередніх варіантах, у результаті опромінення, окрім теплового фактора лазерної дії, на нанотрубки одночасно діяв тиск плазми. Густина потоку регулювалась зміною величини розфокусування. Діаметр світлової плями і досліджуваної області структури становив 4 – 5 мм.

5.3.2. Термоелектричні та термоелектронні властивості структур вуглецеві нанотрубки–алюмінієва підкладка

Після того, як електронна мікроскопія поверхні виявила зміну вигляду поверхневого шару алюмінієвої підкладки та утворення структур із нанотрубками, вивчалися термо-ЕРС цих структур та їх термоелектронні властивості. Експерименти показали [262], що рівномірніший розподіл значення термо-ЕРС спостерігається при збільшенні кількості пічків у лазерному імпульсі та густини енергії, що припадає на один пічок. При цьому середнє значення термо-ЕРС збільшується до 17% у порівнянні з опроміненням однопічковим лазерним імпульсом.

При однопічковому опроміненні розподіл термо-е.р.с. є менш однорідним, починаючи з відстані 1 мм від центру світлової плями. На відстані 3 мм від центру плями середня величина термо-ЕРС зменшується до 25%.

У випадку опромінення однопічковим лазерним імпульсом алюмінієвої підкладки з нанесеним толуолом, на відміну від структури з вуглецевих нанотрубок та алюмінієвої підкладки, розподіл термо-ЕРС по поверхні після опромінення є однорідним по діаметру світлової плями. При цьому термо-ЕРС поверхневого шару підкладки з нанесеним толуолом після опромінення збільшувалася на 5 – 7 % в порівнянні з величиною термо-ЕРС неопроміненого алюмінію.

Зразки алюмінію із нанотрубками, отримані шляхом впровадження вуглецевих нанотрубок в алюміній за допомогою лазера в режимі модульованої добротності, були також досліджені на термоелектронну емісію за методикою, описаною в [263]. Мішень (катод) і колектор (анод) розміщувалися в середині вакуумної камери ($p \sim 10^{-2}$ Па). Катодом служили зразки алюмінію із введеними в поверхневий шар багат шаровими вуглецевими нанотрубками. Випромінювання вводилось у камеру через кварцове вікно. Нагрівання катода здійснювалося лазерними імпульсами YAG:Nd-лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) із густиною світлового потоку до величини $q \sim 10^5$ Вт/см² із боку дрітного анода. Еталонними зразками служили чистий алюміній та монокристалічний молібден. Переважним механізмом емісії електронів за даних умов є термоелектронна емісія. Виявлено, що за наявності нанотрубок термоемісійний струм зростає на два порядки в порівнянні зі струмом, який спостерігався з чистого алюмінію при тих самих параметрах лазерного імпульсу збудження. З експериментів випливає, що найбільша енергія лазерного імпульсу, необхідна для емісії з молібдену (0,8 Дж), менша – для алюмінію ($E = 0,4$ Дж) і найменша – для алюмінію із нанотрубками (біля 0,005 Дж). Отримані результати представляють практичний інтерес, наприклад, в зв'язку із низькотемпературними перетворювачами сонячної енергії в електричну із використанням наноструктурних катодів.

5.4. МОДИФІКАЦІЯ ПОЛІТЕТРАФТОРЕТИЛЕНОВОЇ ПЛІВКИ ВУГЛЕЦЕВИМИ НАНОТРУБКАМИ

У розділі 5.1.1 показано, що при дії лазерної ударної хвилі політетрафторетиленова плівка ФУМ-4 просвітлюється, що дає можливість використовувати її для візуалізації глибини проникнення та затухання ударної хвилі. Модифікації поверхні фторопластової політетрафторетиленової плівки ФУМ-4 багат шаровими нанотрубками та просвітленню політетрафторетиленової плівки після лазерного бомбардування нанотрубками, що здійснювалося за спеціальною методикою [241], присвячена робота [264]. Нанотрубки засипались усередину замкненого об'єму з прозорими стінками і каналом – сопло для виходу продуктів випаровування. За оцінюваннями середня швидкість, з якою вилітають нанотрубки, була не менше 2 км/с, а енергія, що припадає на один атом вуглецю – 0,8 еВ. Це на порядок нижче енергії міжатомного зв'язку у вуглецевих нанотрубках, яка становить ~ 6 еВ. Останнє означає, що під дею лазерного імпульсу лише частина атомів вуглецю переходить у стан плазми. Однак це призводить до підвищення тиску в камері й формування пружної хвилі. В результаті цього атоми вуглецю, масив вуглецевих нанотрубок та їх фрагменти виносяться із сопла з утворенням товстої (20 мкм) вуглецевої плівки на політетрафторетиленовій підкладці. Експерименти з опромінення й відповідно бомбардування здійснювали на лазерній установці ГОС-1001, яка працювала в режимі модульованої

добротності. Густина потоку енергії лазерного імпульсу, який використовувався під час експериментів, становила 2×10^9 Вт/см². Тривалість імпульсу 50 нс. Опромінення проводилось із використанням прозорого конденсованого середовища.

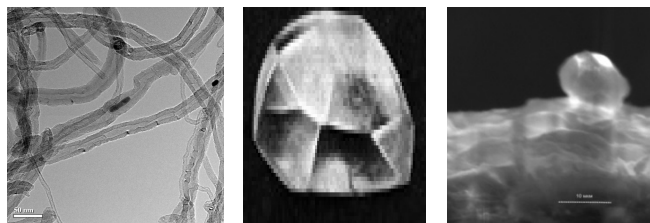


Рис. 5.13. Форми вуглецю: зліва – багатошарові ВНТ;
у центрі – кристал природного алмазу;
справа (вид збоку) – огранена вуглецева частинка діаметром 12 мкм,
що утворилася при взаємодії масиву ВНТ із поверхнею
політетрафторетиленової підкладки

В якості ПКС застосовували плексиглас. Як показали експерименти, після бомбардування політетрафторетиленової плівки частина нанотрубок надійно закріпилася на її поверхні. Покриття, що утворилося, мало розвинену поверхню у вигляді двовірних анізотропних структур із гребенями товщиною 1 – 3 мкм. На рис. 5.13 справа бачимо огранену вуглецеву частинку діаметром 12 мкм. У центрі для порівняння наведено зображення природного алмаза. Покриття утворилося при швидкісному зіткненні нанотрубок та їх фрагментів із підкладкою. При цьому створюються умови, що призводять до надшвидкісних деформацій і нагрівання як фрагментів нанотрубок, так і підкладки. Таким чином, у кластері й у зоні зіткнення виникають екстремальні умови [265], при яких індуються сильно нерівноважні фізико-хімічні процеси (емісія й іонізація заряджених частинок, генерація випромінювання та мікроударних хвиль, розрив та встановлення міжатомних зв'язків), які не реалізуються в умовах звичайного збудження.

Проведена оптична мікроскопія засвідчила просвітлення окремих ділянок плівки після взаємодії з конгломератами нанотрубок. Характер просвітлення аналогічний тому, що спостерігався при лазерній ударно-хвильовій обробці політетрафторетиленових плівок через захисний мідний екран. Вимірювання коефіцієнта пропускання плівок до і після опромінення за допомогою концентраційного фотоколориметра КФК-3 засвідчило зміну коефіцієнта пропускання після бомбардування нанотрубками. У діапазоні довжин хвиль від 500 нм до 750 нм спостерігається збільшення коефіцієнта пропускання бомбардованої нанотрубками політетрафторетиленової плівки в порівнянні з вихідною на 2–10%. Максимум просвітлення лежить в області довжини хвиль ≈ 600 нм. Також було відзначено зміну опору плівки після її бомбардування нанотрубками. Отримані результати вказують на перспективність методу бомбардування нанотрубками плівок як з метою вивчення фізики процесів

високошвидкісних зіткнень наночастинка – твердотіла гнучка підкладка, так і модифікації їх структури і властивостей.

5.5. МОДИФІКАЦІЯ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАНОПОРОШКОВОГО ZnO МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЇ УДАРНО-ХВИЛЬНОЇ ОБРОБКИ

Проблема дефектоутворення при дії лазерних ударних хвиль та керування дефектною структурою різних напівпровідникових кристалів із різних матеріалів за допомогою лазерних ударних хвиль малої амплітуди розвивається з початку 70-х років (див. розділ 1). Наприклад, узагальнені результати серії досліджень електрофізичних, фотоелектричних і механічних параметрів вузькощільних твердих розчинів $\text{Hg}_{1-x}\text{CdTe}$ було представлено в роботі [266]. Крім того, проаналізовано вплив та механізм лазерної ударно-хвильової дії на дефектну підсистему КРТ. Показано різницю поведінки даних матеріалів при одно- та багатопічковому режимах опромінення зразків при генерації УХ малої амплітуди. Важливим результатом для технології є виявлений ефект руйнування преципітатів у КРТ. Ефективне розсіювання енергії лазерних ударних хвиль на межі розділу матриця–включення призводить до перерозподілу напружень у зразку й викликає дифузію атомів включення, їх розподіл стає одноріднішим.

Оксид цинку завдяки особливостям своїх фізичних і хімічних властивостей набув широкого застосування в різних областях техніки. Відомо, що важливу роль у процесах фотолюмінесценції, яка спостерігається в ZnO , відіграють дефекти його кристалічної структури [267, 268].

На відміну від раніше досліджуваних матеріалів, ZnO має кристалічну ґратку типу вюрциту. Тому під дією індукованих лазерним імпульсом ударних хвиль згідно з механізмом Янушкевича, по-перше, слід чекати утворення френкелівських пар як у підґратці цинку, так і кисню, а по-друге, прояву в результаті лазерних ударних хвиль впливу специфічних особливостей дефектоутворення при розсіюванні лазерних ударних хвиль на атомах нанопорошку ZnO , де, як відомо, існує 5 типів власних дефектів, що можуть бути як акцепторами, так і донорами.

ZnO – амфотерний оксид, що має значну абсорбуючу й антибактеріальну активність, широко використовується в медичній практиці [280-281]. В багатьох лікуючих препаратах ZnO є або основною складовою, або одним із головних компонентів. Він має прекрасну біосумісність, що разом із високою рухомістю носіїв забезпечує його застосування в якості біосенсорів [280]. Крім впливу лазерного випромінювання, викликає інтерес, наприклад, вплив на ZnO γ -променів. На основі аналізу спектрів фотолюмінесценції наночастинок ZnO авторами даної роботи показано, що збільшення інтенсивності свічення в області довжин хвиль 500 – 600 нм після дії γ -випромінювання зумовлено дефектоутворенням. Зростання зеленої смуги авторами пояснюється

виникненням іонізованих кисневих вакансій. Зазвичай тип дефектів, що утворилися, відрізняється від природи дефектів при дії лазерних ударних хвиль. Природно, що в інших умовах зовнішнього впливу на дефектоутворення тип дефектів відрізняється, залишаючись одним зі способів модифікації властивостей матеріалу.

Використовуючи методику лазерної ударно-хвильової обробки, автори робіт [269–272] здійснили модифікацію нанопорошкового ZnO та дослідили особливості впливу такої дії при густині потоку лазерної енергії порядку $10^8 - 10^9$ Вт/см². Вплив лазерних ударних хвиль дав змогу суттєво зменшити рівень конгломерованості нанопорошків. Виявлено модифікацію спектрів фотолюмінесценції оброблених нанопорошків, а також зменшення інтенсивності зеленої смуги фотолюмінесценції та зростання інтенсивності піку $\lambda = 430$ нм при зниженні тиску повітря до 7 Па. Спостережувані зміни видимої емісії пов'язуються зі зміною власної дефектної структури матеріалу, зокрема, кисневих дефектів унаслідок впливу ударно-хвильового фактора лазерної дії на структуру та фотолюмінесцентні властивості нанопорошкового ZnO.

Для лазерної ударно-хвильової обробки нанопорошків ZnO в даних експериментах використовувався описаний в п. 2.1 лазерний комплекс на базі лазера ГОС-1001 ($q = 10^8 - 10^9$ Вт/см², $\tau = 50$ нс). Особливістю техніки експерименту було те, що зразок нанопорошку оксиду цинку вміщувався між мідною пластинкою (товщиною 100 мкм, діаметр 10 мм), що служила одночасно екраном від прямої лазерної дії на нанопорошок і областю формування ударної хвилі, та сталевою пластиною товщиною 5,4 мм, яка була підкладкою із досить високим акустичним імпедансом. Усі вимірювання фотолюмінесценції проводилися при кімнатній температурі. У якості джерела світла збуджуючого випромінювання використано ультрафіолетовий світлодіод із максимальною інтенсивністю свічення на довжині хвилі $\lambda = 365$ нм. Видима частина області спектра свічення світлодіода відсікалась ультрафіолетовим світлофільтром УФС-2.

Для отримання складових компонент люмінесценції та аналізу внутрішніх дефектів ZnO було застосовано розклад спектрів фотолюмінесценції на гаусіани. Нанопорошки оксиду цинку, оброблені лазерною ударною хвилею через мідну пластинку, відрізнялися від вихідного матеріалу ZnO більшою дисперсністю та, відповідно, меншими розмірами конгломератів наночастинок ZnO. Електронно-мікроскопічні зображення вихідного та обробленого серією ($n = 5$) імпульсів лазерного випромінювання ($\tau = 50$ нс, $E_c = 27,6$ Дж/імпульс) зразків нанопорошку ZnO зображені на рис. 5.14 а, б.

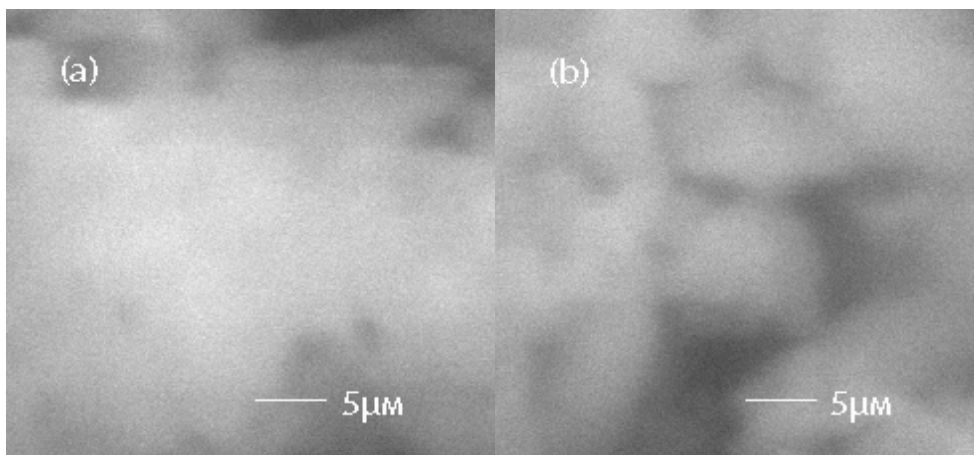


Рис. 5.14. Електронно-мікроскопічні зображення зразків нанопорошку ZnO до (а) та після лазерної ударно-хвильової обробки (б)

Результати енергодисперсійного аналізу після лазерної ударно-хвильової обробки нанопорошку через мідну пластинку показали наявність Cu (0,56 – 0,78 мол.%). Можливо, це пов'язано із викиданням мікрочастинок міді з поверхні захисного мідного екрана, що може бути викликано відколюючим ефектом. Такий ефект спостерігався при проведенні досліджень тильної поверхні опроміненої даним лазером мідної фольги такої ж товщини та при тих самих густинах потоків енергії внаслідок виходу лазерної ударної хвилі на вільну поверхню [273]. Крім того, після опромінення вся поверхня вкрилася великою кількістю заглиблень (пор). Діаметр заглиблень становив близько 1 мкм, їх глибина в центрі опроміненої ділянки також близько 1 мкм. Кількість, діаметр та глибина ямок зменшується від центру опромінення до країв мідного екрана. Існує два можливих механізми пошкодження поверхні. Перший пов'язаний із втискуванням конгломератів нанопорошку в екран, оскільки твердість ZnO є більшою, ніж твердість міді. Другий пов'язаний із викиданням частинок, про що сказано вище. Наведені результати свідчать про необхідність подальших досліджень у даному напрямку із метою виявлення точного механізму пошкодження поверхні мідного екрана у вигляді фольги при дії лазерних ударних хвиль малої амплітуди.

Експерименти показали, що фотолюмінесценція зеленої області спектра для ZnO характеризується значним спадом інтенсивності свічення при досягненні стану вакууму ($p = 7$ Па). При цьому спостерігається формування піку свічення з $\lambda = 430$ нм, що є, очевидно, результатом зміни поверхневої дефектної структури. На **рис. 5.15** зображені спектри фотолюмінесценції зразків ZnO на повітрі та у вакуумі після лазерної обробки. Для аналізу положення складових піків фотолюмінесценції був застосований розклад на гаусіани. Криві 3, 4 та 5 є складовими спектра обробленого зразка ZnO при тиску 7 Па.

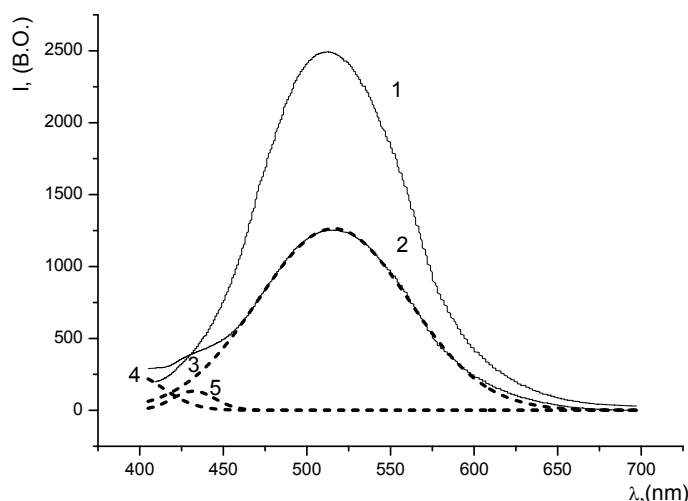


Рис. 5.15. Фотолюмінесценція обробленого імпульсним лазерним випромінюванням зразка ZnO: 1 – на повітрі ($p=10^5$ Па); 2 – при тиску $p=7$ Па; 3, 4, 5 – криві розкладу

Як бачимо із **рис. 5.15** у вакуумі ($p = 7$ Па), спостерігається збільшення інтенсивності свічення в області спектра 400 – 450 нм. Це може бути викликано формуванням дефектної структури та процесами адсорбції-десорбції кисню поверхнею нанопорошку.

Слід відзначити, що поява фотолюмінесценції в області 400 – 450 нм за звичайних умов на повітрі не проявляється. Субпік 430 нм, очевидно, відповідає міжвузловому цинку (Zn_i). За формування субпіку 400 нм відповідає акцепторний дефект O_{Zn} .

Наведені результати показують, що ефективність розсіювання лазерних ударних хвиль у нанопорошках є вищою, ніж у монокристалах елементарних напівпровідників (Si, Ge) за рахунок збільшення кількості й типу розсіюючих центрів. Це, в першу чергу, пояснюється роллю фактора різниці мас атомів, що входять до складу даного матеріалу, впливу розвиненої поверхні на ефект розсіювання лазерних ударних хвиль, особливостями фононного спектра ZnO [4, 274], а також чутливістю структурно-неоднорідних середовищ (у нашому випадку – нанопорошок ZnO) до нелінійних акустичних явищ (ударних хвиль малої амплітуди) [275].

Значна ширина забороненої зони (3,37 eV), висока енергія зв'язку екситона (60 meV), висока хімічна стабільність зумовлюють широкі можливості практичних застосувань ZnO, у тому числі як матеріалу газової сенсорики з використанням люмінесцентного методу для фотозбудження [276–278].

Слід відзначити, що ZnO як матеріал є цікавим не тільки з точки зору застосувань у газовій сенсорикі, але й тим, що завдяки своїм властивостям має можливості для різноманітного використання, в тому числі в сонячних перетворювачах, п'єзоелементах, інших областях як матеріал із фероелектричними та феромагнітними властивостями [279], тому слід чекати подальших досліджень впливу лазерних ударних хвиль на дані матеріали. На

базі плівок ZnO будують пристрої на поверхневих акустичних хвилях (фільтри, резонатори, лінії затримки, акустооптичні та інші прилади). Широке використання в промисловості знайдуть пристрої, що включають шари ZnO. У роботі [281] наведена конструкція одного з можливих варіантів пристроїв на основі шаруватої структури підкладки–ZnO при виготовленні системи, що працює на основі використання поверхнево-акустичних хвиль. При цьому ефективнішими лазерними джерелами ударно-хвильового впливу будуть потужні лазери з великим діаметром активного елемента оптичного випромінювача (типу лазерної установки ГОС-1001).

Література

1. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. – 632 с.
2. Альтшуллер А.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений / А.В. Альтшуллер // УФН. – 1965. – Т. 85, вып. 2. – С. 197.
3. Баранов М.І. Прогрессивные импульсные технологии обработки материалов: история, физические основы и технические возможности / М.І. Баранов // Електротехніка і електромеханіка. – 2009. – С. 49.
4. Механизм образования и ионизации точечных дефектов в полупроводниках при импульсном лазерном облучении / В.А. Янушкевич, А.В. Полянинов, Е.Г. Пруцков, Г.А. Польшгалов // Изв. АН СССР. Сер. физич. – 1985. – Т. 49, № 6. – С. 1146–1152.
5. Канель Г.И. Ударные волны в физике конденсированного состояния / Г.И. Канель, В.Е. Фортон, С.В. Разоренов // УФН. – 2007. – Т. 177, № 8. – С. 809–830.
6. Прочностные свойства расплава алюминия в условиях экстремально высоких темпов растаивания при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов / М.Б. Агранат, С.И. Анисимов, С.И. Ашитков [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91, 9. – С. 517.
7. Справочник Физические величины. – Атомиздат, 1991. – 1232 с.
8. Модификация материалов лазерными и ионными пучками; под ред. проф. Чэнь Чао. – Минск: Унитех, 1998. – 144 с.
9. Распределение дефектов в армко-Fe по глубине при воздействии ударных волн, вызванных лазерным облучением / Б.П. Ковалюк, С.П. Лихторович, Ю.Н. Никифоров, М.М. Нищенко // Металлофизика. – 1992. – Т. 14, №12. – С. 43–49.
10. Пруцков Е.Г. О природе дефектов в n-Si, облученном мощными лазерными импульсами / Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // ФТП. – 1981. – Т. 15, № 8. – С. 1620–1622.
11. О параметре Грюнайзена кристаллов и стекол / Д.С. Сандитов, В.М. Манстатов, М.В. Дармаев, Б.Д. Сандитов // ЖТФ. – 2009. – Т. 79, вып. 3. – С. 59–62.
12. В.Н. Беломестных. Коэффициент Пуассона и параметр Грюнайзена твердых тел / В.Н. Беломестных, Е.П. Теслева // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – Т. 306, № 5. – С. 8–11.
13. Киттель. Введение в физику твердого тела / Киттель. – М.: Наука, 1978. – 790 с.
14. Кривцов А.М., Кузькин В.А. // Механика твердого тела. – 2011. – №3. – С.67–81.
15. Жарков В.Н. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах / В.Н. Жарков, В.А. Калинин – М.: Наука, 1968. – 314 с.

16. Развитие в России динамических методов исследования высоких давлений / Л.В. Альтшуллер [и др.] // УФН. – 1999. – Т. 169. – С. 323.
17. В.Е. Фортов // УФН. – 2007. – Т. 177, № 4. – С. 347–368.
18. Басов Н.Г., Крохин О.Н. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – С. 171.
19. Райзер Ю.П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча / Ю.П. Райзер // УФН. – 1965. – Т. 87, вып. 1. – С. 29–64.
20. Ramsden S.A., Savic P.A. // Nature. – 1964. – Vol. 203, № 4951. – P. 1219–1219.
21. Луч оптического квантового генератора в жидкости / Г.А. Аскарьян, А.М. Прохоров, Г.Ф. Чантурия, Г.П. Шипуло // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44, № 6. – С. 2180–2182.
22. Тесленко В.С. // Квантовая электроника. – 1977. – Т.4, №8. – С. 1732–1737.
23. Рэди Дж. Промышленное применение лазеров / Дж. Рэди – М.: Мир, 1981. – 638 с.
24. Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы; под ред. академика Н.Н. Рыкалина. – М.: Наука, 1985. – 246 с.
25. Испарение металлических мишеней мощным оптическим излучением / В.А. Батанов, Ф.В. Бункин, А.М. Прохоров, В.Б. Федоров // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63, вып. 2(8). – С. 586–608.
26. Динамика образования высокотемпературной плазмы при воздействии лазерного излучения на объемно-структурное вещество малой плотности / С.Ю. Гуськов, Ю.С. Касьянов, М.О. Кошевой [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 64, вып. 7. – С. 462–467.
27. Коротеев Н.И. Физика мощного лазерного излучения / Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
28. Трофимов В.А. Компьютерное моделирование разлета углеродной плазмы после абляции в присутствии азотной атмосферы / В.А. Трофимов, И.А. Широков // Журнал технической физики. – 2009. – Т. 796, вып. 7. – С. 49–54.
29. Ермалицкая К.Б. Обратный поток частиц в эрозионной плазме под воздействием лазерного излучения / К.Б. Ермалицкая // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. – 2009. – Вип. 24.
30. Underwater Interaction of 1064 nm Laser Radiation with Metal Target World Academy of Science / G. Toker, V. Bulatov, T. Kovalchuk and I. Schechter // Engineering and Technology. – 2009. – 31. – P. 25–28.
31. Мажукин В.И. Разлет плазмы воздуха при ударной лазерной обработке материалов / В.И. Мажукин, В.В. Носов, И. Смуров // Математическое моделирование. – 2003. – Т. 15, №2. – С. 23–42.
32. Физико-химические процессы обработки материалов концентрированными потоками энергии. – М.: Наука, 1989.
33. Янушкевич В.А. Критерий возможности образования ударных волн при воздействии лазерного излучения на поверхности поглощающих конденсированных сред / В.А. Янушкевич // ФХОМ. – 1975. – №5. – С. 9–11.

34. Лучевая обработка композиционных материалов в технике // Материалы республиканского научно-практического семинара. – Тернополь, 1990. – 86 с.
35. Действие излучения большой мощности на металлы / С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. – М.: Наука, 1971. – 272 с.
36. Мезох З.И. Образование точечных дефектов в Ni при воздействии гигантских импульсов лазера / З.И. Мезох, Л.И. Иванов, В.А. Янушкевич // ФИХОМ. – 1971. – № 4. – С.163–165.
37. Иванов Л.И. Эффект изменения электропроводности полупроводниковых кристаллов при прохождении ударной волны от импульса излучения ОКГ / Л.И. Иванов, Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 67, № 7. – С. 147–149.
38. Бондаренко Г.Г. Воздействие гигантских импульсов лазера на микроструктуру алюминия / Г.Г. Бондаренко, Л.И. Иванов, В.А. Янушкевич // Физика и химия обработки материалов. – 1973. – №4. – С. 147.
39. Иванов Л.И. Воздействие лазерного импульсного излучения на объемные свойства металлических и полупроводниковых материалов / Л.И. Иванов, В.А. Янушкевич // ФиХОМ. – 1977. – № 6. – С. 3–9.
40. O’Keffe J.D. Laser-induced stress-wave and impulse augmentation / J.D. O’Keffe, C.H. Skreen // Appl. Phys. Let. – 1972. – Vol. 21, № 10. – P. 464–6.
41. Лямшев Л.М. Лазеры в акустике / Л.М. Лямшев // УФН. – 1987. – Т. 151, вып.3. – С. 479–527.
42. Ахманов С.А. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностики быстропротекающих процессов и нелинейной акустики / С.А. Ахманов, В.Э. Гусев // УФН. – 1992. – Т. 162, № 3. – С. 4–89.
43. Anderholm N.C. Laser Generated Stress Waves / N.C. Anderholm // Appl. Phys. Let. – 1970. – Vol. 16, № 3. – P. 113–115.
44. O’Keffe C.H. et all. // J. Appl. Phys. – 1973. – Vol. 44, № 10. – P. 4622–4626.
45. Magee T.J. et all. Laser-induced stresses in coated and uncoated targets // J. Phys. D.: Appl. Phys. – 1975. – Vol. 8, № 5. – P. 498.
46. Fox J.A. Effect of water and point coating on laser irradiate targets / J.A. Fox // Appl. Phys. Let. – 1974. – Vol. 24, № 10. – P. 461–464.
47. Ковалюк Б.П. Исследование генерации ударных волн в прозрачных конденсированных средах при облучении лазером с различной длиной волны / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // IV Всес. симпозиум по физике акустогидродинамических явлений и оптоакустике с секциями молекулярной акустики и геоакустики: тезисы докладов. – Ашхабад, 1985. – С. 19–20.
48. Иванов Л.И. Глубина образования ударной волны при воздействии лазерного излучения на поверхность монокристаллического молибдена / Л.И. Иванов, Н.А. Литвинова, В.А. Янушкевич // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 1. – С. 204–206.
49. Berthe L. et al. // J. appl. Phys. – 1999. – Vol. 85. – 7552–7555.

50. Янушкевич В.А. Ударно-волновое воздействие лазерного излучения / В.А. Янушкевич // Материалы республиканского научно-практического семинара «Лучевая обработка материалов в технике». – Тернополь, 1990. – С. 8–12.
51. Quantitative assessment of laser-induced stress waves generated at confined surfaces / B.P. Fairand, A.H. Clauer, R.G. Jung, B.A. Wilcox // *Applied Physics Letters*. – 1974. – 25: 431–3.
52. Laser shock processing and its effects on microstructure and properties of metal alloys / Charles S. Montross, Tao Wei, Lin Ye, Graham Clark, Yiu-Wing Mai // *International Journal of Fatigue*. – 2002. – 24. – P. 1021–1036.
53. Hoffman C.G. Laser – target interactions / C.G. Hoffman // *Applied Physics Letters*. – 1974. – 45: 2125–8.
54. Yang L.C. Stress waves generated in thin metallic films by a Q-switched ruby laser / L.C. Yang // *Journal of Applied Physics*. – 1974. – 45: 2601–7.
55. Laser shock experiments at pressure above 100 Mbar / J.P. Romain, F. Cottet, M. Hallouin, R. Fabbro, B. Faral, H. Pepin // *Physica*. – 1986. – Vol. 139. – 595–598.
56. Ling P. Laser-generated shock waves in thin films of energetic materials / P. Ling, C.A. Wight // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – 78: 7022–5.
57. Shock profile induced by short laser pulses / Couturier S., de Resseduier M., Hallouin M., Romain J.P., Bauer F. // *Journal of Applied Physics*. – 1996. – 79: 9338–42.
58. White R.M. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption / R.M. White // *Journal of Applied Physics*. – 1963. – 34: 2123–4.
59. Skeen C.H. Laser-Induced «blow-off» phenomenon / C.H. Skeen, C.M. York // *Applied Physics Letters*. – 1968. – 12: 369–71.
60. Gregg D.W., Thomas S.J. // *Journal of Applied Physics*. – 1966. – 37. – 4313.
61. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry / R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, J. Virmont // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – 68: 775–84.
62. Заспа Ю.П. Измерение напряженного состояния поверхностных слоев сталей в результате воздействия наносекундных лазерных импульсов / Ю.П. Заспа // *Металлофизика и новейшие технологии*. – 2003. – Т. 25, №8. – С. 995–1011.
63. Мирзоев Ф.Х., Панченко В.Я., Шелепин Л.А. // *УФН*. – 1996. – Т. 166, № 1. – С. 3.
64. Упрочнение деталей лучом лазера / В.С. Коваленко, Л.Ф. Головкин, Г.В. Меркулов [и др.] – Киев: Техника, 1981. – 132 с.
65. Montross C.S. Influence of coatings on subsurface mechanical properties of laser peened 2011-T3 aluminum / C.S. Montross, V. Florea, M.V. Svain // *Journal of Materials Science*. – 2001. – 36: 1801–7.

66. Studies on laser peening using different sacrificial coatings / R. Sundar, H. Kumar, R. Kaul et. al. // Surface Engineering. – 2012. – Vol. 28, №8. – P. 564–568.
67. Никифоров Ю.Н. Накопление дефектов в полупроводниковых материалах при лазерном воздействии / Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // Физика и техника полупроводников. – 1980. – Т. 14, вып. 3. – С. 534–538.
68. Nikiforov Y. Laser shock waves as a tool of changing the strains in materials / Y. Nikiforov, V. Yakovyna, N. Berchenko // Materials science and engineering A. – 2000. – Vol. 288, № 2. – P. 173–176.
69. Yakovyna V.S. The impact of laser shock waves on anodic oxide – compound semiconductor interface / V.S. Yakovyna, N.N. Berchenko, Yu.N. Nikiforov // Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics. – 2001. – Vol. 4, № 4. – P. 283–286.
70. Влияние лазерного облучения на состояние твердого раствора железа в кремнии / А.А. Золотухин, Л.И. Иванов, Л.С. Милевский [и др.] // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – С. 417.
71. Яковина В.С. Дефектообразование в решетке PbTe под действием лазерной ударной волны / В.С. Яковина, Д.М. Заячук, Н.Н. Берченко // Физика и техника полупроводников. – 2003. – Т. 37, вып. 11. – С. 1313–1315.
72. Изменение структуры дефектов в монокристаллах р-CdTe при прохождении лазерной ударной волны / А. Байдулаева, А.И. Власенко, Б.Л. Горковенко [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т. 34, вып. 4. – С. 443–446.
73. Полянинов А.В. Влияние ударной волны на проводимость германия n-типа / А.В. Полянинов, К.П. Гуров, В.А. Янушкевич // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75, вып. 2(8). – С. 617–627.
74. Быковский Ю.А. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов / Ю.А. Быковский, В.Н. Неволин, В.Ю. Фоминский. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
75. Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками. – М.: Машиностроение, 1987.
76. Быковский Ю.А. и др. // Поверхность. – 1984. – № 5. – С. 148–151.
77. Никифоров Ю.Н. Управление электро-физическими свойствами полупроводниковых кристаллов с помощью ударных волн, создаваемых лазером / Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // I Всесоюзная конф. по физике и технологии тонких пленок: тезисы докладов. – Ивано-Франковск, 1981.
78. Образование пор в алюминии при лазерном воздействии / Л.И. Иванов, Е.Е. Казилин, Ю.М. Платов [и др.] // ФиХОМ. – 1985. – № 5. – С. 25–27.
79. Влияние лазерного облучения сверхпроводящих материалов на основе ниобия на характер изменения критической температуры / И.Я. Дехтяр, Л.И. Иванов, Н.В. Карлов [и др.] // Квантовая электроника. – 1976. – Т. 3, № 4. – С. 844–847.

80. Маркеев А.М. Наносекундное лазерное легирование металлических материалов / А.М. Маркеев, В.Н. Неволин, В.Ю. Фоминский // *ФиХОМ.* – 1987. – № 5. – С. 14–23.
81. Низкотемпературные реакции в металлах, обусловленные радиационными дефектами, образующимися при лазерном воздействии / Л.И. Иванов, Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров [и др.] // *Радиационная физика твердого тела: международное совещание стран СЭВ: тезисы докладов.* – Сочи, 1989. – С. 14.
82. Янушкевич В.А. Закономерности образования точечных дефектов в ударной волне малой амплитуды / В.А. Янушкевич // *Физика и химия обработки материалов.* – 1979. – №2. – С. 47–51.
83. Малыгин Г.А. Дислокационно-кинетическая модель формирования и распространения интенсивных ударных волн в кристаллах / Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш // *ФТТ.* – 2013. – Т. 55, вып. 4. – С. 722–728.
84. Малыгин Г.А. О степенном характере зависимости скорости пластической деформации от давления / Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш // *ФТТ.* – 2013. – Т. 55, вып. 4. – С. 715–720.
85. Кривцов А.М. // *ФТТ.* – 2004. – Т. 46, № 6. – С. 1025–1030.
86. Kuksin A.P., Morozov I.V., Norman G.E., Stegalov V.V., Valuev I.A. // *Mol Stimulation.* – 2005. – Vol. 31. – P. 1005.
87. Иванов Л.И. Генерация дефектов в объеме кристаллов при прохождении лазерных ударных волн / Л.И. Иванов, В.А. Янушкевич // В сб. *ИМЕТ АН СССР: Физика и химия плазменных процессов.* – С. 173.
88. Епишин Н.Г. Разработка методов испытания материалов и пленок на воздействие акустических ударов наносекундного диапазона / Н.Г. Епишин, В.В. Мурашкин, В.В. Суслов // *Концентрированные потоки энергии в обработке и соединении материалов: тезисы докл.* – Пенза: Пенз. политехн. ин-т, 1991. – С. 40.
89. Ковалюк Б.П. Экспресс-методика для оценки лазерной ударноволновой обработки материалов / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // *Тезисы докладов.* – Пенза, 1991. – С. 39–40.
90. Образование интерметаллических соединений в системе ниобий-железо под действием ударной волны, вызванной лазерным облучением / И.Я. Дехтяр, Л.И. Иванов, Н.В. Карлов [и др.] // *Письма ЖЭТФ.* – 1981. – Т. 33, вып. 62. – С. 126–129.
91. Акимов И.М. и др. // *ФиХОМ.* – 1985. – № 5. – С. 38–42.
92. Forget P., Strudel J., Jeandin M. et all // *Mater and Manuf Processes.* – 1990. – Vol. 5, 34. – P. 501–528.
93. Murr L.E. Work hardening and the pressure dependence of dislocation density and arrangements in shock loaded nickel and copper / L.E. Murr // *Scripta Metallurgica.* – 1978. – Vol. 12, № 2. – P. 201.
94. Синтез сульфидов никеля при импульсной лазерной обработке никеля в содержащей серу жидкость / В.М. Анищик и др. // *ФиХОМ.* – 1993. – № 3. – С. 49–52.

95. Воробьев А.Я. Отражение импульсного излучения рубинового лазера медной мишенью в воздухе и вакууме / А.Я. Воробьев // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 4. – С. 744–754.
96. Судьенков Ю.Н. и др. // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т. 9, №7. – С. 395–399.
97. Romain J.P. Laser driven shock waves and twining in iron / J.P. Romain, F. Cottet // High Pressure Sci. and Technolog. – 1979. – Vol. 2. – P. 968–970.
98. Семочкина Е.В. Радиационная ползучесть материалов при сочетании постоянного напряжения с импульсным нагружением / Е.В. Семочкина, В.А. Янушкевич // ФиХОМ. – 1993. – № 3. – С. 35–39.
99. Физико-химические процессы обработки материалов концентрированными потоками энергии. – М.: Наука, 1989.
100. Теория образования нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при одноимпульсном лазерном воздействии / В.И. Емельянов, А. Байдуллаева, А.И. Власенко, П.Е. Мозоль // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, №3. – С. 245–250.
101. Gnatyuk V.A. Laser-induced shock wave stimulated doping of CdTe crystals / V.A. Gnatyuk, T. Aoki, Y. Hatanaka // Appl. Phys. Lett. – 2006. – 88. – 242111.
102. Яковина В.С. Вплив лазерно-індукованих хвиль на електрофізичні параметри $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ ($x=0,2$) / В.С. Яковина, Ю.М. Нікіфоров, М.М. Берченко // Вісник Державного університету «Львівська політехніка» Електроніка. – 2000. – № 397. – С. 87–91.
103. Нікіфоров Ю. Про деякі фактори, що впливають на дефектоутворення при дії лазерних ударних хвиль на матеріали / Ю. Нікіфоров // Вісник Тернопільського державного технічного університету. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 147–150.
104. Динамика развития поверхностных структур в кристалла p-CdTe при облучении импульсным лазерным излучением / А. Байдуллаева, М.Б. Булах, А.И. Власенко [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып 1. – С. 26–29.
105. О поведении германия n-типа при воздействии гигантских импульсов лазера / З.И. Мезох, Л.И. Иванов, Л.Н. Добычина, В.А. Янушкевич // Физика и химия обработки материалов. – 1973. – №5. – С. 10–14.
106. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов и др. – М.: Сов. радио, 1980. – 224 с.
107. Епишин Н.Г. Определение адгезионной прочности пленковых структур изделий электронной техники лазерными ударными волнами / Н.Г. Епишин, В.В. Суслов, В.А. Янушкевич // ФиХОМ. – 1988. – № 5. – С. 80–84.
108. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ / Дж. Гоулдстейн, Д. Ньюбери, П. Эчлин и др. – М.: Мир, 1984. – Кн.1. – 303 с.; кн.2 – 348 с.
109. Ковалюк Б. Датчик для дослідження параметрів лазерної ударної хвилі / Б. Ковалюк, Ю. Нікіфоров // Матеріали восьмої наукової конференції

- Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя.
– Тернопіль, 2004. – С. 120.
110. Kovalyuk B.P. The phase conversion in stainless steel under LSW processing / B.P. Kovalyuk, Yu.N. Nikiforov and M.M. Nischenko // *Rev. Adv. Mater. Sci.* – 2004. – V. 8. – P. 34–40.
 111. Коваленко В.С. Упрочнение и легирование деталей машин лучом лазера / В.С. Коваленко, Л.Ф. Головкин, В.С. Черненко. – К.: Техника, 1990. – 190 с.
 112. Ding K. Laser shock peening: Performance and process simulation / K. Ding and L. Ye. – Woodhead Publishing Limited, 2006. – 162.
 113. Wave-solid interactions in laser-shock-induced deformation processes / Y. Fan, Y. Wang, S. Vukelic, Y.L. Yao // *Journal of Applied physics.* – 2005. – Vol. 98. – 104904–11.
 114. Коротеев Н.И. Физика мощного лазерного излучения / Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай – М.: Наука, 1991. – 312 с.
 115. Engineering the residual stress state and microstructure of stainless with mechanical surface treatment // *App. phys. A. Material science and Processing.* – 2010. – P. 549–556.
 116. Zhang W. Micro scale Laser Shock Processing of Metallic components / W. Zhang, Y.L. Yao // *J. of Manufacturing Science and Engineering.* – 2002. – Vol. 124. – P. 369–377.
 117. A study of the microstructure and hardness of Ti-5Al-2Sn-2Zr-4Mo-4Cr by Laser Shock Peening / Wei Feng He, Yu Qin Li, Xiang Fan Nie, Rui Jun Liu, Qi Peng Li // *Applied Mechanics and Materials.* – 2011. – Vols. 84–85. – pp. 471–475.
 118. Theoretical Calculation and Numerical Analysis of Residual Stress in Laser Peen Forming of Metal Plate / J.Z. Zhou, S. Huang, J. Sheng, J.R. Fan and Z.C. Xu // *Key Engineering Materials.* – 2011. – Vol. 464. – P. 588–591.
 119. Local Approach to Thermally-Sprayed Coating. Substrate Adhesion through LASAT (Laser Shock Adhesion Test) / S. Barradas, M. Jeandin, R. Molins, F. Borit, L. Berthe, C. Bolis, M. Boustie, M. Arrigoni, M. Ducos // *Materials Science Forum.* – 2007. – Vols. 539–543. – pp. 1067–1073.
 120. The Numerical Optimization of Laser Shock Peening Parameters Based on Response Surface Analysis / Suqin Jiang, Jianhua Wu, Hongguang Xu and Jianzhong Zhou // *Key Engineering Materials.* – 2011. – Vol. 464. – P. 443–447.
 121. Numerical and Experimental Research on Water-jet Guided Laser Micromachining / L.J. Yang, M.L. Wang, Y. Wang, J. Tang and Y.B. Chen // *Materials Science Forum.* – 2009. – Vols. 626–627. – pp. 297–302.
 122. Ju Hee Kim. Effects of simulation on residual stresses for laser shock peening finite element analysis / Ju Hee Kim, Jun Jae Kim and Joung Soo Kim // *Journal of Mechanical Science and Technology.* – 2013. – 27 (7). – 2025–2034.
 123. Yongxiang Hu. 3-D FEM simulation of laser shock processing / Yongxiang Hu, Zhenqiang Yao, Jun Hu // *Surface and Coatings Technology.* – 2006. – Vol. 201. – 1426–1435.

124. Анисимов С.И. Избранные задачи теории лазерной абляции / С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук // УФН. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301–333.
125. New methods for laser cleaning of nanoparticles / B.S. Luk'anchuk, W.D. Song, Z.B. Wang, M.H. Hong and T.C. Chong // Laser Ablation and its Applications (Springer Series in Optical Sciences). – 2007. – Vol. 129. – pp. 37–66.
126. Миркин Л.И. Физические основы обработки материалов лучами лазера / Л.И. Миркин. – М.: МГУ, 1975. – 384 с.
127. Fairand B.P. Use of laser generated shocks to improve the properties of metals and alloys / B.P. Fairand, A.H. Clauer // Industrial Applications of High Power Laser Technology. – 1976. – 86. – 112–9.
128. Fairand B.P. Pulsed laser induced deformation in an Fe-3 Wt Pct Si alloy / B.P. Fairand, A.H. Clauer, B.A. Wilcox // Metallurgical Transactions A. – 1977. – 8A. – 119–25.
129. Заспа Ю.П. Модификация поверхности псевдо-сплава титана излучением лазера на неодимовом стекле в режиме генерации гигантских импульсов / Ю.П. Заспа, Ю.И. Шалапко // Металлофизика и новейшие технологии. – 2003. – Т. 25, №1. – С. 81–88.
130. Рябцев Н.Г. Материалы квантовой электроники / Н.Г. Рябцев. – М.: Советское радио, 1972. – 382 с.
131. Справочник по лазерам; под. ред. Прохорова А.М. – М: Советское радио, 1978. – 505 с.
132. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники / Ю.В. Байбородин. – 2-е изд. Перераб. и допол. – К.: Высшая школа. Головное издательство, 1988. – 383 с.
133. Бруннер В. Справочник по лазерной технике / В. Бруннер; пер. с нем. С74. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 544 с.
134. Laser-shock processing of steel / S. Yilbas, S.Z. Shuja, A. Arif, M.A. Gondal // Journal of Materias Processing Technology. – 2003. – V. 135. – P. 6–17.
135. Лазерна ударно-хвильова обробка матеріалів: фізичні аспекти та вимоги до відповідних світлотехнічних установок / Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк, О. Ржешевська, О. Маньовська. – Вісник Тернопільського державного технічного університету. – 2008. – Т. 13, № 4. – С. 199–205.
136. Устройство для лазерной наплавки / Ю.Н. Никифоров, С.Г. Нагорняк, Л.И. Иванов, В.А. Янушкевич, Б.П. Ковалюк. – АС. № 1429477.
137. Ковалюк Б.П. Керування дефектністю приповерхневих шарів кремнієвої структури через зміну фононного тиску, викликаного проходженням через кристал лазерної ударної хвилі / Б.П. Ковалюк, Ю.М. Нікіфоров // Вісник національного університету «Львівська політехніка». – Львів, 2005. – № 532: Електроніка. – С. 28–33.
138. Обработка лазерным импульсом давления металлических фольг / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич, М.М. Нищенко // Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации: Всес. конф., 11-13 ноября 1987 г.: тезисы докладов. – Таллин, 1987. – Ч. I. – С. 131–132.

139. Физико-технологические особенности лазерной ударно-волновой обработки / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, М.М. Нищенко, В.А. Янушкевич // Материалы XII Международной научной школы-семинара «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах». – Николаев, 2005. – С. 123–124.
140. Ковалюк Б. Лазерні ударні хвилі малої амплітуди: механізми утворення, методи генерації та експериментальні засоби керування і контролю параметрами / Б. Ковалюк, Ю. Нікіфоров // Тези доповідей десятої наукової конференції Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя. – Тернопіль (Україна), 2006. – С. 172.
141. Диагностика воздействия лазерных волн малой амплитуды на материалы / Б. Ковалюк, Ю. Никифоров, М. Нищенко, В. Янушкевич // Материалы VII Международной научной школы-семинара «Импульсные процессы в механике сплошных сред». – Николаев, 2007. – С. 107–108.
142. Лазерна абляція матеріалів при опроміненні на повітрі в прозорому конденсованому середовищі / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.А. Маньовська, В.С. Мочарський // Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии. БФФХ-2010: материалы VI международной научно-технической конференции. – Севастополь: СНТУ, 2010. – Т. 1. – С. 83–86.
143. Нікіфоров Ю.М. Моделювання температурного поля в матеріалах при опроміненні лазером в режимі генерації ударних хвиль / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.А. Маньовська // Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии. БФФХ-2010: материалы VI международной научно-технической конференции. – Севастополь: СНТУ, 2009. – Т. 1. – С. 45–46.
144. Нікіфоров Ю. Експрес-метод оцінки енергетичних процесів у матеріалах при дії потужного лазера / Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк, О. Маньовська // Вісник ТНТУ. – Т. 15, №4. – С. 160–167.
145. Запуск реєструючої системи для задач взаємодії лазерного випромінювання з речовиною / В. Андрієвський, Б. Ковалюк, Ю. Нікіфоров, О. Маньовська, В. Мочарський // Матеріали науково-технічної конференції «Теоретичні та прикладні аспекти радіотехніки і приладобудування». – Тернопіль: ТНТУ, 2011. – С. 87–88.
146. Фізичні аспекти лазерної ударно-хвильової обробки матеріалів та вимоги до відповідних світлотехнічних установок / Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк, О. Ржешевська, О. Маньовська // Матеріали III міжнародної науково-технічної конференції «Світлотехніка й електроніка: історія, проблеми й перспективи». – Тернопіль (Україна), 2008. – С. 62–63.
147. Investigation of energetic characteristics of laser lighting technical equipment with LiF modulator / Yu. Nikiforov, B. Kovalyuk, O. Manjovska, V. Mocharskyi // Lighting engineering and power engineering. – 2011. – №2 (26). – С. 24–28.
148. Чивель Ю.А. Гетерогенная лазерная абляция и ее влияние на формирование приповерхностной плазмы при воздействии импульсного

- лазерного излучения / Ю.А. Чивель // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78, № 8. – С. 16–22.
149. Enhancement of material ablation using 248, 308, 532, 1064 nm laser pulse with a water film on the treated surface / A. Dupont, P. Caminat, P. Bournot, G.P. Gauchon. // J. Appl. Phys. – 1995. – 78 (3). – P. 2022–2028.
 150. Research on thickness of free Confinement Medium in Laser Shock Processinh / R.F. Cheng, Y.Q. Hua, J.C. Yang and Y.K. Zhang // Materials Science Forum. – 2004. – Vols. 471–472. – P. 811–815.
 151. Арутюнян В.М., Ахоян А.П., Адамян З.Н., Барсегян Р.С. // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, вып. 2. – С. 67–70.
 152. Фазовые превращения при облучении; под ред. Ф.М. Нолфи, перевод под ред. Л.Н. Быстрова. – Челябинск, 1989. – С. 311.
 153. Особливості впливу лазерних ударних хвиль на приповерхневі шари та границі розділення твердих тіл / М.М. Берченко, Б.П. Ковалюк, Ю.М. Нікіфоров, В.С. Яковина // Електроніка. Вісник Національного університету “Львівська політехніка”. – Львів, 2003. – № 482. – С. 33–38.
 154. Литовченко В.Г. Основы физики микроэлектронных систем металл – диэлектрик – полупроводник / В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. – К.: Наук. думка, 1978. – 316 с.
 155. Positrons in solids; ed. Hautojärvi P. – Springer – Verl., Berlin – Heidelberg – New York, 1979. – Vol. 12. – 255.
 156. Графутин В.И. Применение позитронной спектроскопии для изучения строения вещества / В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев // УФН. – 2002. – Т. 172, вып. 1. – С. 67–83.
 157. Dekchtyar I.Ya. The use of positron for the study of solids / I.Ya. Dekchtyar // Phys. Reports. – 1974. – V. 9, № 5. – P. 243–253.
 158. Исследование методом аннигиляции позитронов энергетической зависимости концентрации радиационных дефектов при облучении протонами / В.И. Силантьев, Р.Г. Федченко, А.И. Купчишин [и др.] // Металлофизика. – 1987. – Т. 9, № 6. – С. 78–83.
 159. Ковалюк Б. Дослідження впливу лазерних ударних хвиль на нержавіючу сталь Х18Н10Т-ВД методом електронно-позитронної анігіляції / Б. Ковалюк, Ю. Нікіфоров, М. Ніщенко // Вісник ТДТУ ім. І.Пулюя. – 2007. – Т. 12, № 4. – С. 184–188.
 160. Либенсон М.Н. Взаимодействие лазерного излучения с веществом / М.Н. Либенсон, Е.Б. Яковлев, Г.Д. Шандыбина; под общей редакцией В.П. Вейко – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2005. – 84 с.
 161. Мажукин В.И. Кинетика поверхностного испарения металла лазерным излучением / В.И. Мажукин // Сб. статей АН СССР, Ин-т металлургии им. А.А. Байкова / Отв. Ред. Н.Н. Рыкалин. М.: Наука. – 1985. – 246 с.
 162. Мурзин С.П. Повышение эффективности лазерной обработки материалов при использовании элементов компьютерной оптики / С.П. Мурзин // Перспективные материалы. – 2003. – № 2. – С. 74–78.

163. Краснов И.В. Оптимальное лазерное воздействие / И.В. Краснов, Н.Я. Шапарев, И.М. Шкедов. – Новосибирск: Наука, 1989. – 93 с.
164. Подстригач Я.С. Термомеханика неоднородных структур / Я.С. Подстригач, Ю.М. Коляно // Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы: сб. статей АН СССР, ин-т металлургии им. А.А. Байкова / Отв. ред. Н.Н. Рыкалин. – М.: Наука, 1985. – 246 с.
165. Лазерні технології та комп'ютерне моделювання; під ред. Л.Ф. Головка, С.О. Лук'яненко. – К.: Вістка, 2009. – 295 с.
166. Нікіфоров Ю.М. Розробка експрес-методики для діагностики пошкоджень при дії лазерних ударних хвиль / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.А. Маньовська // Пошкодження матеріалів під час експлуатації, методи його діагностування і прогнозування: праці конф., вересень 2009 р. – Тернопіль, 2009. – С. 207–212.
167. Laser peen forming of thin sheet ferrous materials / K.R. Edwards, G. Dearden, K.G. Watkins and S.P. Edwardson // Photon06 Conference Manchester, Institute of Physics, September 2006. – 2006.
168. Ковалюк Б.П. Оцінка параметрів лазерної ударно-хвильової обробки з використанням пакетів прикладних програм / Б.П. Ковалюк, С.І. Малюта, Ю.М. Нікіфоров // Современные проблемы машиностроения и технический прогресс: тезисы докл. межд. конф. (10-13 сентября 1996 г., г. Севастополь). – Донецк, 1996. – С. 11–112.
169. Нищенко М.М. Влияние ударных волн, генерируемых при воздействии наносекундных лазерных импульсов на фазовые превращения в стали Х18Н10Т / М.М. Нищенко, Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т. 26, № 9. – С. 1227–1240.
170. Yakovyna V., Berchenko N., Nikiforov Y. and Izhnin A. // Phys. Stat. Sol. (C) 1. – 2004. – P. 682–684.
171. Займан. Электроны и фононы / Займан. – М.: Изд-во Мир, 1961.
172. Чарахчян А.А. // Прикладная механика и техническая физика. – 2000. – Т. 41, № 1. – С. 28–37.
173. Ковалюк Б.П. Диффузионные процессы в структурах с р-п-переходом при действии лазерных ударных волн / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, В.А. Янушкевич // Физика и химия обработки материалов. – 1993. – № 4. – С. 14–17.
174. Келли Б. Радиационное повреждение твердых тел / Б. Келли. – М.: Атомиздат, 1970.
175. Конозенко И.Д. Радиационные эффекты в кремнии / И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич. – Киев: Наукова думка, 1974. – 199 с.
176. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники / В.С. Вавилов, Н.П. Кекилидзе, Л.С. Смирнов. – М., 1988.
177. Маркевич М.И. Особенности быстрого термического отжига при импульсной световой обработке / М.И. Маркевич, А.М. Чапланов // ФиХОМ. – 2002. – № 4. – С. 90–93.

178. Низкотемпературные реакции в металлах, обусловленные радиационными дефектами, образующимися при лазерном воздействии / Л.И. Иванов, Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, М.М. Нищенко, С.Я. Харитонский, В.А. Янушкевич // Радиационная физика твердого тела. Первое международное совещание стран СЭВ. – Сочи, 1989. – С. 14.
179. Рае У. Аналитическое исследование распространения ударных волн, порожденных ударом / У. Рае // В сб.: Высокоскоростные ударные явления, гл.6. – М., 1973. – С. 220–298.
180. Коломенский А.А., Мазнев А.А., Михалевич В.Г. // Известия АН СССР. Сер. физ. – 1990. – 54, №12. – С. 2451–2454.
181. Berchenko N.N., Yakovyna V.S., Virt I.S., Nikiforov Yu.N. // Proc. SPIE. – 2001. – 4355. – P. 200–203.
182. Кукушкин С.А. // Успехи механики. – 2003. – №2. – С. 21–44.
183. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / Зи С. – М.: Мир, 1984. – Ч. 1.
184. Никифоров Ю.М. Дія лазерних ударних хвиль на кремнієві структури з SiO₂ шаром / Ю.М. Нікіфоров // Вісник Державного університету «Львівська політехніка». – 1999. – № 362 – С. 73–76.
185. Clauer A.H., Feirland B.P., Wilcox B.A. // Met. Trans. A. – 1977. – 8. – P. 157.
186. Клэр А.Х. Ударные волны и влияние высокоскоростной деформации металлов / А.Х. Клэр, Дж. Холбрук, Б.П. Фейренд; пер. с англ. – М.: Металлургия, 1984. – С. 241–259.
187. Физическое металловедение; под ред. Р. Кана, вып. 2. – М.: Мир, 1968. – 490 с.
188. Карслоу Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964.
189. Kovalyuk B. The phase conversion in stainless steel under LSW processing / B. Kovalyuk, Yu. Nikiforov, M. Nischenko // Book of abstracts of European Materials Research Society «E-MRS 2004 Fall Meeting», 6-10 September, 2004. – Warsaw (Poland), 2004. – P. 259.
190. Capp M.L., Rigshbee J.M. // Materials Science and Engineering. – 1985. – 62, № 1. – P. 49.
191. Enhacing corrosion resistance of stainless steel 304, using laser surface treatment / P. Peyre, C. Carboni, P. Forget et all. // J. KEM. – 2007. – V. 384. – P. 157-183.
192. Эффект повышения коррозионной стойкости стали 15Х13МФ при облучении лазером в режиме генерации ударных волн / В.А. Янушкевич, Ю.Н. Никифоров, М.М. Нищенко, Б.П. Ковалюк, В.Б. Гладько, В.С. Мочарский // Перспективные материалы. – Москва, 2012. – №6. – С. 60 – 65.
193. Арефьев К.П. Оптическое поглощение и аннигиляция позитронов в GaAs, облученном электронами / К.П. Арефьев, В.Н. Брудный // Физика и техника полупроводников. – 1979. – Т. 13, № 6. – С. 1142–1146.

194. Нищенко М.М. Отжиг дефектов в стали X18H10T-ВД облученной лазером / М.М. Нищенко, Р.Г. Федченко, К.М. Мукашев // *Металлофизика*. – 1988. – Т. 10, №2. – С. 118–120.
195. New trends in laser shock waves / P. Peyre, Ch. Carboni, A. Sollier, L. Berthe, C. Richard, E. de Rios, R. Fabbro // *Proceedings of SPIE*. – 2002. – Vol. 4760. – P. 654–666.
196. Анисимов С.И. Избранные задачи теории лазерной абляции / С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук // *Успехи физических наук*. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301–333.
197. *Laser Ablation: Principles and Applications*; ed. J C Miller. Berlin: Springer-Vergal, 1994. – Vol.28.
198. Destruction of a Solid Film under the Action of Ultrashort Laser Pulse / S.I. Anisimov, V.V. Zhakhovskii, N.A. Inogamov, K. Nishihara, A.M. Oparin, Yu.V. Petrov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2003. – Vol. 77, № 11. – pp. 606–610.
199. Interaction of short laser pulses with metals at moderate intensities / S.I. Anisimov, N.A. Inogamov, Yu.V. Petrov et. al. // 9th annual Conference on Laser Ablation COLA 2007, September 24-28, 2007. – Tenerife, Spain, 2007. – P. 20.
200. Роль плазмы в абляции материалов ультракороткими импульсами / С.М. Клименов, Т.В. Кононенко, П.А. Пивоваров, А.М. Прохоров и др. // *Квантовая электроника*. – 2001. – Т. 31, № 5. – С. 378–382.
201. Park H.M. Pressure generation and measurement in the rapid vaporization of water on a pulsed-laser-heated surface / H.M. Park, D. Kim, C. Grigoropoulos // *J. Applied Physics*. – 1996. – V. 80, №7. – p.p. 4072–4081.
202. New Methods for Laser Cleaning of Nanoparticles / B.S. Luk'yanchuk, W.D. Song, Z.B. Wang et al. // *Laser ablation and it's applications*. – 2007. – Vol. 129. – P. 37–66.
203. Substrate Damage-Free Laser Shock Cleaning of Particles / A. Busnaina, J. Park, J. Lee, S. You // *The Electrochemical Society. Abs. 785,204 th Meeting*, 2003. – 2003.
204. Investigation of ultrashort pulse laser ablation of solid targets by measuring the ablation-generated momentum using a torsion pendulum / Nan Zhang, Wentao Wang, Xiaonong Zhu et. al. // *OPTICS EXPRESS*. – 2011. – Vol. 19, No. 9. – P. 8870–8878.
205. Adela Ben-Yakar / Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass / A. Ben-Yakar, R.L. Byer // *J. Appl. Phys.* – 2004. – V. 96, № 9. – P. 5316–5322.
206. Lim D. Mass removal modes in laser ablation of silicon by a Q-switched diode pumped solid state laser (DPSSL) / D. Lim, H. Ki and J. Mazumder // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 39. – P. 2624–2635.
207. Мочарський В.С. Особливості морфології поверхні сталей після лазерної обробки у різних прозорих конденсованих середовищах / В.С. Мочарський, Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк // *Матеріали 16-го Міжнародного*

- молодежного форуму «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (17-19 апреля 2012 г.). – Харьков: ХНУРЭ, 2012. – Т. 1. – С. 325–326.
208. Закономірності змін рельєфу поверхні матеріалів при дії лазера в режимі модульованої добротності / Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк, О. Сіткар, В. Мочарський, А. Сорочак // Вісник Тернопільського національного технічного університету. – 2012. – № 4. – С. 219–226.
 209. Маньовська О.А. Електронна мікроскопія рельєфу поверхні міді та сталі, опромінених в різних середовищах / О.А. Маньовська, Ю.М. Нікіфоров, В.Б. Гладько // Матеріали всеукраїнської наукової конференції «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» (м. Тернопіль, 20-22 вересня 2012 року) – Тернопіль: ТНТУ, 2012. – С. 128–129.
 210. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны / Дж. Уизем. – М: Наука, 1977. – 624 с.
 211. Ho J.R. Computational study of heat transfer and gas dynamics in the pulsed laser evaporation of metals / J.R. Ho, C.P. Grigoropoulos, and J.A.C. Humphrey // J. Appl. Phys. – 1995. – Vol. 78 (7), 1. – P. 4696–4708.
 212. Мажукин В.И. Разлет плазмы воздуха при ударной лазерной обработке / В.И. Мажукин, В.В. Носов, И. Смуров // Матем. моделирование. – 2003. – Т. 15, №2. – С. 23–42.
 213. Ковивчак В.С., Панова Т.В., Михайлов К.А. // Изв. вузов. – 2012. – № 1. – С. 48–57.
 214. Ахманов С.А. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов и нелинейной акустике / С.А. Ахманов, В.А. Гусев // УФН. – 1992. – Т. 162, № 3. – С. 3–87.
 215. Емельянов В.И. Дефектно-деформационная модель образования поверхностных шероховатостей при лазерном облучении полупроводников и металлов / В.И. Емельянов, К.М. Каримов // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, вып.6. – С. 84–88.
 216. Влияние наносекундного лазерного облучения, сопровождающегося генерацией ударных волн на сталь 15Х13МФ / Ю.Н. Никифоров, Б.П. Ковалюк, В.Б. Гладько, П.О. Марущак, В.С. Мочарский // Материалы 7-й международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом». – Минск, Беларусь, 2007. – С. 211–213.
 217. Изменение ударной вязкости разрушения сталей после обработки мощными импульсами лазера / Б.П. Ковалюк, Ю.Н. Никифоров, В.Б. Гладько, П.О. Марущак // Современные методы и технологии создания и обработки материалов: III международная научно-техническая конференция (Минск, 15-17 октября 2008 г.): сб. материалов в 4 книгах. Книга 2. Высокоэнергетические технологии получения и упрочнения материалов и деталей машин. – Минск: ФТИ НАН Белоруси, 2008. – С. 280–285.
 218. Маньовська О. Рельєф поверхні зразків, опромінених лазером в прозорому конденсованому середовищі / О. Маньовська, В. Мочарський, Ю. Нікіфоров // Матеріали II науково-технічної конференції «Інформаційні

- моделі, системи та технології» ТНТУ ім. І. Пулюя (м. Тернопіль, 25 квітня 2012). – Тернопіль, ТНТУ, 2012 – С. 61.
219. Trdan U. Surface evaluation of laser shock processed aluminium alloy after pitting corrosion attack with optical 3d metrology method / U. Trdan, J.I. Ocana, J. Grum // The 10th International Conference of the Slovenian Society for Non-Destructive Testing «Application of Contemporary Non-Destructive Testing in Engineering», September 1-3, 2009. – Ljubljana, Slovenia, 2009. – P. 251–257.
 220. Yanushkevich V.A. Effect of improvement of corrosion resistance of 15Kh13MF steel irradiated by laser in shock wave generation mode / V.A. Yanushkevich, Yu.N. Nikiforov, M.M. Nishchenko et al. // Journal «Inorganic Materials: Applied Research». – 2013. – Vol. 4, № 2. – P. 160–164.
 221. Нікіфоров Ю.М. Впровадження нанотрубок в твердотільну матрицю за допомогою потужного лазера із модульованою добротністю / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, В.Б. Гладь, О.А. Маньовська // Прогресивні технології та прилади: збірник статей. – Луцьк: ЛНТУ, 2011. – Випуск 1. – С. 134–146.
 222. Ясній П.В. Ролики МБЛЗ: деградація і тріщиностійкість матеріалів / П.В. Ясній, П.О. Марущак. – Тернопіль: Джура, 2009. – 231 с.
 223. Улиг Г.Г. Коррозия и борьба с ней. Введение в коррозионную науку и технику / Г.Г. Улиг, Р.И. Реви; [пер. с англ. под ред. А.М. Сухотина]. – Л.: Химия, 1989. – 456 с.
 224. Zhang Y. Laser Shock Processing of FCC Metals / Y. Zhang, J. Lu, K. Luo. – Springer-Verlag-Berlin, 2013. – Vol. 179. – 196.
 225. Zhang W. Micro scale Laser Shock Processing of Metallic Components / W. Zhang, Y. Lawrence Yao // J. of Manufacturing Science and Engineering. – 2002. – Vol. 124. – P. 369–378.
 226. Пинахин И.А. Повышение физико-механических свойств конструкционных сталей методом объемного импульсного лазерного упрочнения / И.А. Пинахин, М.А. Ядмуров, А.И. Пинахин // Машиностроение и безопасность жизнедеятельности. – 2012. – № 4. – С. 58–61.
 227. Zhou J.Z. Theoretical calculation and Numerical Ahalysis of Residual Stress in Laser Peen Forming of Metal Plate / Jian Zhong Zhou, Shu Huang, J. Sheng et al. // Key Engin. Materials. – 2011. – Vol. 464. – P. 588–591.
 228. Influence of thermal and mechanical surface modifications induced by laser shock processing on the initiation of corrosion pits in 316L stainless steel / P. Peyre, C. Carboni, P. Forget et al. // Journal of material Science. – 2007. – V. 42, № 16. – P. 6866–6877.
 229. Микроструктура и механизмы разрушения материала в зоне лазерной ударно-волновой обработки / Ю.Н. Никифоров, Б.П. Ковалюк, П.О. Марущак, В.Б. Гладь, Р.Т. Бищак // Материалы Международной научной конференции «Импульсные процессы в механике сплошных сред». – Николаев, 2009. – С. 62–63.

230. Повышение усталостной прочности стали методом ударно-волнового воздействия через промежуточную среду / Б.В. Бойцов, В.Ф. Сазонов, Ю.В. Петухов и др. // Вестник машиностроения. – 1988. – №10. – С. 3–5.
231. Sun Ya. Crack repair of hot work tool steel by laser melt processing / Ya. Sun, H. Sunada, N. Tsujii // ISIJ International. – 2001. – Vol. 41, № 9. – P. 1006–1009.
232. Thermal fatigue test of laser surface treated rollers / Fülöp, Z. Csepeli, O. Szabados, B. Verö // Materials Science Forum. – 2003. – Vols. 414–415. – P. 207.
233. Wang Zhi Ping. Research of fatigue behaviors of Nodular Cast Iron QT 800 by laser shock Processing / Zhi Ping Wang // Advanced Materials Research. – 2010. – Vol. 136. – P. 260–263.
234. Shockwave-induced deformation of organic particles during laser shockwave cleaning / T. Kim, H. Joe, Ahmed Busnaina et. al. // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 114. – 063104.
235. Kim D. Laser decontamination of Carbon Steel Surfaces / D. Kim and H. Lim // ISI J. International. – 2003. – Vol. 43, № 8. – P. 1289–1291.
236. Lammers N.A. Laser Induced Shock wave Cleaning of EUV photomasks / N.A. Lammers. – Eindhoven, 2012.
237. Lee J.M. Removal of small particles on silicon wafer by laser-induced airborne plasma Shoks waves / J.M. Lee, K.G. Watkins // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89. – P. 6496.
238. Nanoscale Particle Removal Using Wet Laser Shockwave Cleaning / Tae Hoon Kima, Ahmed Busnainaa, Jin-Goo Parkb and Dongsik Kim // J. Solid State Sci. and Technol. – 2012. – Vol. 1. № 2. – P. 70–77.
239. Gerstman B.S. Using Laser induced shock waves to investigate the nanoparticle transition from bulk behavior to discrete atom. Finite size behavior / B.S. Gerstman, S. Bernard // Shock pressure of Condensed Mat. – 2007. – Vol. 955, № 1. – P. 703–706.
240. Нікіфоров Ю.М. Просвітлення політетрафторетиленової плівки після лазерного бомбардування нанотрубками / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, В.С. Мочарський // Матеріали всеукраїнської наукової конференції «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» (м. Тернопіль, 20-22 вересня 2012 року) – Тернопіль: ТНТУ, 2012. – С. 130.
241. Патент № 86399. Пристрій для лазерного ударно-плазмового прискорення дрібнодисперсних матеріалів / В.С. Мочарський, Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк. – опубл. 25.12.2013, Бюл. № 24.
242. Елецкий А.В. Механические свойства углеродных наноструктур и материалов на их основе / А.В. Елецкий // УФН. – 2007. – Т. 177, (3). – С. 233–274.
243. Диагностика воздействия лазерных волн малой амплитуды на материалы / Б. Ковалюк, Ю. Никифоров, М. Нищенко, В. Янушкевич // Материалы VII Международной научной школы-семинара «Импульсные процессы в механике сплошных сред». – Николаев, 2007. – С. 107–108.

244. Исследование возможности визуализации процесса распространения лазерной ударной волны с помощью политетрафторэтиленовых пленок / Б. Ковалюк, Ю. Никифоров, М. Нищенко, В. Янушкевич // *Материалы Международной научной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах»*. – Николаев, 2009. – С. 170–172.
245. Бордзиловский С.А. Световое излучение фторопласта в ударной волне интенсивностью 51 Гпа / С.А. Бордзиловский, С.М. Караханов // *ФГВ*. – 2007. – № 5. – С. 107–115.
246. Бордзиловский С.А. Электросопротивление политетрафторэтилена при ударном сжатии / С.А. Бордзиловский, С.М. Караханов // *ФГВ*. – 2002. – №6. – С. 127–133.
247. Металізація зразків фторопластової матриці з вуглецевими нанотрубками та оцінка їх властивостей при проходженні лазерної ударної хвилі / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.І. Ржешевська, В.Б. Гладько // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2009. – Т. 10, № 4. – С. 919–923.
248. Ржешевська О. Створення контактів та дослідження електроємності і механічної міцності зразків із вуглецевими нанотрубками / О. Ржешевська, Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк // *Тези доповідей дванадцятої наукової конференції Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя*. – Тернопіль (Україна), 2008. – С. 211.
249. Electrical signals in polytetrafluorethylene matrix nanocomposites under the action of weak laser shock waves / Yuriy Nikiforov, Bogdan Kovalyuk, Mihajlo Nischenko, Olga Rzheshchevska, Volodymyr Hlado // *Book of abstracts of European Materials Research Society «E-MRS 2008 Fall Meeting»*, 15-19 September, 2008. – Warsaw (Poland), 2008. – P. 146–147.
250. Елецкий А.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства / А.В. Елецкий // *Успехи физических наук*. – 2002. – Т. 172, № 4. – С. 401–438.
251. Стухляк П.Д. Электрические свойства оксидосодержащих эпоксидных композиционных материалов / П.Д. Стухляк и др. // *Пластические массы*. – 1995. – №4. – С. 27–29.
252. Стухляк П.Д. Електрофізичні ефекти в епоксидних композитах при ударній дії імпульсного лазерного опромінення / П.Д. Стухляк, О.К. Шкодзінський, М.М. Митник // *Материалы республиканского научно-практического семинара*. – Тернополь, 1990. – С. 71–72.
253. Бочаров Г.С. Влияние экранировки на эмиссионные характеристики холодных полевых катодов на основе углеродных нанотрубок / Г.С. Бочаров, А.В. Елецкий // *ЖТФ*. – 2005. – Т. 75. – С. 126–130.
254. Виявлення ефекту гігантського поглинання мікрохвильового поглинання в структурах вуглецевих нанотрубок / І.В. Короташ, М.М. Нищенко, Е.М. Руденко, О.І. Ржешевська, Г.П. Приходько, Н.А. Гаврилюк // *Металлофізика і новітні технології*. – 2006. – Т. 28, №4. – С. 545–551.
255. Влияние многостенных нанотрубок на деформационные кривые при растяжении полиморфных аморфно-кристаллических термопластов /

- Б.М. Гинзбург, Ш. Туйчиев, Д. Рашидов, С.Х. Табаров, П.И. Иващенко // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, № 17. – С. 54–57.
256. Исследование нанотрубочных 3D-композитов, полученных под воздействием лазерного излучения / С.А. Агеева, И.И. Бобринецкий, В.И. Конов и др. // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39, № 4. – С. 337–341.
257. Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии (НАНСИС-2013): Тезисы IV Междунар. науч. конф. (Киев, 19-22 ноября 2013 г.) / редкол.: А.Г. Наумовец [и др.] – Киев, 2013. – VIII с.+578 с.: ил.
258. Назаров О.М. Наноструктури та технології / О.М. Назаров, М.М. Нищенко. – Київ: НАУ, 2012. – 248 с.
259. Получение нанougлерода электроразрядным методом / Л.З. Богуславский, Н.И. Кускова, А.Д. Рудь та ін. // Нанорозмірні системи: будова-властивості-технології: тези конф., 21–23 листопада 2007 р. – Київ, 2007. – С. 540.
260. Кузяков Ю.Я. Компьютерное моделирование абляции под действием нс лазерного импульса на графитовую пластину / Ю.Я. Кузяков, И.А. Трофимов, Широков // ЖТФ. – 2005. – Т. 78, вып.2. – С. 14–19.
261. Ковалюк Б.П. Лазерне закріплення нанотрубок на поверхні алюмінієвої підкладки / Б.П. Ковалюк, Ю.М. Нікіфоров, В. Гладько // Матеріали міжнародної науково-технічної конференції «Фундаментальні та прикладні проблеми сучасних технологій». – Тернопіль, 2010. – С. 20–21.
262. Термо-ерс структури вуглецевих нанотрубок та алюмінію / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.А. Сіткар, В.С. Мочарський // IV Международная научная конференция «Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии», 19-22 ноября 2013 г. – Киев, 2013.
263. Laser-stimulated thermoelectronic emission from aluminum with nanotubes / Myhajlo Niszenko, Yuriy Nikiforov, Bogdan Kovalyuk et al. // Book of abstracts of European Materials Research Society «E-MRS 2009 Fall Meeting». – Warsaw (Poland), 2009. – P. 211.
264. Высокоскоростное взаимодействие углеродных нанотрубок с ПТФЭ, инициируемое наносекундными лазерными импульсами / Ю.Н. Никифоров, М.М. Нищенко, Б.П. Ковалюк и др. // Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии (НАНСИС-2013): тезисы IV международной научной конференции (Киев, 19-22 ноября 2013). – Киев, 2013. – С. 344.
265. Макаров Г.Н. Экстремальные процессы в кластерах при столкновении с твердой поверхностью / Г.Н. Макаров // УФН. – 2006. – Т. 176, № 2. – С. 122–174.
266. Берченко Н. Модификация электрических свойств HgCdTe лазерными ударными волнами / Н. Берченко, В. Яковина, Ю. Никифоров // Тезисы докладов XX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 27-30 мая 2008. – Москва (Россия), 2008. – С. 226–227.
267. Wang Z.L. // Materials Today. – 2004. – Vol. 7, № 6. – P. 26.

268. Морфология и оптические свойства наноструктур оксида цинка, синтезированных методами электрического и электроразрядного распыления / В.С. Бураков, Н.В. Тарасенко, Е.А. Невар, М.И. Неделько // ЖТФ. – 2011. – Т. 81, вып. 2. – С. 89–97.
269. Модифікація структури та фотолюмінесценції нанопорошків ZnO з допомогою лазерної ударно-хвильової обробки / В.М. Жировецький, Б.П. Ковалюк, В.С. Мочарський та ін. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2012. – Т. 13, №4. – С. 947–951.
270. Modification of structure and luminescence of ZnO nanopowder by the laser shock-wave treatment / V. Zhyrovetsky, B. Kovalyuk, V. Mocharskyi et al. // Physica Status Solidi. – 2013. – Vol.10, № 10. –P. 1288–1291.
271. Laser shockwave treatment impact on ZnO photoluminescence / V.M. Zhurovetski, B.P. Kovalyuk, V.S. Mocharskyi, Yu. Nikiforov, V.V. Onisimchuk, D.I. Popovych, A.S. Serednytski // XIV International conference on physics and technology of thin films and nanosystems. – Ivano-Frankivsk, 2013.
272. Лазерна ударно-хвильова обробка нанопорошкового ZnO / В.М. Жировецький, Б.П. Ковалюк, Б.К. Котлярчук, Мочарський В.С., Нікіфоров Ю.М., Онісімчук В.В., Попович Д.І., Середницький А.С. // Матеріали всеукраїнської наукової конференції «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» (м. Тернопіль, 20-22 вересня 2012 року) – Тернопіль: ТНТУ, 2012. – С. 124.
273. Нікіфоров Ю. Особливості мікротвердості зворотної поверхні мідної фольги після наносекундної імпульсної лазерної обробки / Ю. Нікіфоров, Б. Ковалюк, В. Мочарський // Матеріали III науково-технічної конференції «Інформаційні моделі, системи та технології» Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя (м. Тернопіль, 24 квітня 2013). – Тернопіль ТНТУ, 2013. – С. 63.
274. Кислов А.Н. Моделирование динамики решетки и изучение вибрионной структуры внутрицентровых переходов в кристаллах ZnO:Ni^{2+} / А.Н. Кислов, В.Г. Мазуренко // ФТТ. – 1998. – Т. 40, №12. – С. 2213.
275. Руденко О.В. // УФН. – 2006. – Т. 176, №1. – С. 77–95.
276. Hingorani S., Pillai V., Kumar P., Muntai M.S., Shah D.O. // Mater. Res. Bull. – 1993. – V. 28. – P. 1303.
277. Sakohara S., Ishida M., Anderson M.A. // J. Phys. Chem. B. – 1998. – V. 102. – P. 10169.
278. Zhao X., Zhang S.C., Li C., Zheng B., Gu H. // J. Mater. Synth. Process. – 1997. – V. 5. – P. 227.
279. Морфология и оптические свойства наноструктур оксида цинка синтезированных методами термического и электроразрядного напыления / В.С. Бураков, Н.В. Тарасенко, Е.А. Невар, М.И. Неделько // ЖТФ. – 2011. – Т. 82, вып. 2. – С. 89–97.
280. Wang Z.L. Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications / Z.L. Wang // J. Phys.: Condens. Matter. – 2004. – Vol. 16. – P. R829–R858.

281. Фотолюминесцентные и каталитические свойства гамма-активированных наночастиц ZnO / Н.П. Дикий, А.Н. Довбня, Е.П. Медведева и др. // Journal of Kharkiv National University, physical series «Nuclei Particles Fields». – 2013. – № 1059, вып. 3(59). – С. 83–90.
282. Allison F.E. Shock induced polarization in plastics / F.E. Allison // J. Appl. Phys. – 1965. – V. 36, №7. – P. 2111–2113.
283. Минеев В.Н. ЭДС, возникающая при ударном сжатии вещества / В.Н. Минеев, А.Г. Иванов // УФН. – 1976. – Т. 119. – С. 75–109.
284. Белянин А.Ф., Кривченко В.А., Лопаев Д.В. и др. // Технологические процессы и оборудование. – 2006. – №6. – С. 48–55.

	ВСТУП	
1.	ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ ОСНОВИ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ХВИЛЬОВОГО ВПЛИВУ	
1.1.	Механізм утворення та класифікація лазерних ударних хвиль	
1.2.	Критерій, глибина утворення та тиск лазерної ударної хвилі	
1.3.	Дія лазерних ударних хвиль на структуру та властивості матеріалів	
1.4.	Лазерні джерела випромінювання для генерації ударних хвиль	
2.	АПРОБОВАНІ СПОСОБИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ХВИЛЬОВОГО ВПЛИВУ НА МАТЕРІАЛИ	
2.1.	Лазерний комплекс на базі установки ГОС-1001	
2.1.1.	Технічні параметри та схема опромінення зразків у прозорому конденсованому середовищі	
2.1.2.	Додаткові структурні елементи комплексу	
2.1.3.	Ефективність роботи LiF-модулятора добротності лазерного комплексу на базі ГОС-1001	
2.1.4.	Вибір прозорого конденсованого середовища	
2.2.	Методи дослідження впливу лазерних ударних хвиль на матеріали	
2.3.	Математична модель розрахунку температурного поля при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі	
3.	ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ ТА ЕЛЕКТРОННІ ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА ТА КРЕМНІЮ ПРИ ДІЇ УДАРНИХ ХВИЛЬ, ГЕНЕРОВАНИХ ЛАЗЕРОМ У РЕЖИМІ МОДУЛЬОВАНОЇ ДОБРОТНОСТІ	
3.1.	Вплив лазерних ударних хвиль на дефектоутворення та електрофізичні властивості кремнію	
3.1.1.	Керування дефектністю приповерхневих шарів кремнієвих структур шляхом зміни фононного тиску лазерної ударної хвилі	
3.1.2.	Електронні процеси в структурах з р-n-переходом при дії лазерних ударних хвиль	
3.2.	Дефектоутворення в армко-залізі під дією лазерної ударної хвилі	
3.2.1.	Глибина ударно-хвильової дії, визначена за кривими кутового розподілу анігіляційних фотонів	
3.2.2.	Механізм дисипації енергії потужного лазерного імпульсу	
3.3.	Вплив механічної, термічної та лазерної ударно-хвильової обробок на електронні властивості сталі X18H10T-ВД	
3.3.1.	Природа зміни електроопору та мессбауерівських спектрів сталі X18H10T-ВД при механічній та термічній обробці	
3.3.2.	Механізм фазових перетворень та шляхи реалізації зворотного мартенситного переходу в сталі X18H10T-ВД під дією лазерних ударних хвиль	
4.	МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ КОНСТРУКЦІЙНИХ	

	МАТЕРІАЛІВ ЛАЗЕРНИМИ УДАРНИМИ ХВИЛЯМИ	
4.1.	Рельєф поверхні сталі та міді, опромінених у прозорому конденсованому середовищі	
4.2.	Вплив умов опромінення на морфологію поверхні; аналіз, практичні рекомендації	
4.3.	Корозійна стійкість теплостійкої сталі 15Х13МФ після лазерної ударно-хвильової обробки та механізм її підвищення	
4.4.	Мікроструктура та механізми руйнування теплостійких сталей після лазерної обробки з генерацією ударних хвиль	
5.	ЛАЗЕРНІ УДАРНІ ХВИЛІ В НАНОТЕХНОЛОГІЯХ (вибрані питання)	
5.1.	Вплив лазерних ударних хвиль на політетрафторетиленові плівки	
5.1.1.	Візуалізація поширення лазерної ударної хвилі за допомогою багат шарових структур з політетрафторетиленових плівок	
5.1.2.	Експериментальні дослідження ефекту ударної поляризації в політетрафторетиленових плівках	
5.2.	Вплив лазерних ударних хвиль на фторопластову матрицю із нанотрубками	
5.2.1.	Металізація зразків фторопласту із нанотрубками: технологія, фрактограми, перспективи застосування	
5.2.2.	Ударна поляризація фторопластових зразків із нанотрубками	
5.3.	Лазерне ударно-хвильове впровадження нанотрубок у твердотільну матрицю	
5.3.1.	Методики та механізм упровадження нанотрубок	
5.3.2.	Термоелектричні та термоелектронні властивості структур вуглецеві нанотрубки – алюмінієва підкладка	
5.4.	Модифікація політетрафторетиленової плівки вуглецевими нанотрубками	
5.5.	Модифікація оптичних властивостей нанопорошкового ZnO методом лазерної ударно-хвильової обробки	
	ПІСЛЯМОВА	
	Література	